www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

8e JAARGANG No. 7, blz. 193-224 JULI 1946

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN
SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: HET NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

EEN EXPERIMENTEELE ONTVANGAPPARATUUR VOOR TELEFONIE OP ULTRA KORTE GOLF MET FREQUENTIEMODULATIE

door A. van WEEL.

621.396.5: 621.396.621

Beschreven wordt een superheterodyne-ontvanger voor frequentiegemoduleerde signalen, die behoort bij een experimenteele ultra korte golf verbinding op golflengten in de buurt van 1 m. Deze radioverbinding dient als schakel in een draaggolftelefonie-verbinding voor gelijktijdige overbrenging van 48 gesprekken en is derhalve ingericht voor modulatiefrequenties tot ca 200 kper/sec. De belangrijkste bijzonderheid van de schakeling is de met trioden uitgeruste balansmengtrap, die zelfoscilleerend is gemaakt door naast de normale, op de signaalfrequentie afgestemde balans-ingangsketen nog een „gelijkfasige", op de plaatselijke oscillatorfrequentie afgestemde ingangsketen aan te brengen en hierin een voldoend sterke terugkoppeling toe te passen. Doordat geen afzonderlijke oscillatorbuis noodig is, valt een belangrijke bijdrage tot het ruischen weg. Dank zij de goede eigenschappen van de mengtrap, wat betreft het ruischen, zou een hoogfrequentie-versterkertrap de verhouding tusschen signaalsterkte en ruischen slechts weinig kunnen verbeteren, de ontvanger werkt derhalve zonder hoogfrequentie-versterker. Ook de voorzieningen voor automatische sterkteregeling, die men in ontvangers voor amplitudegemoduleerde signalen gewend is aan te treffen, konden bij deze frequentiemodulatie-ontvanger, dank zij de groote onderdrukkingsfactor van de begrenzer, achterwege worden gelaten.

Voor de sinds een aantal jaren bestaande experimenteele ultra korte golf telefonieverbinding tusschen de Philipsfabrieken te Eindhoven en die te Tilburg is een nieuwe zend-ontvang-apparatuur ontwikkeld. Nadat wij in een voorafgaand artikel de zender hiervan hebben beschreven [1]), willen wij thans de ontvanger bespreken. Ten gerieve van den lezer herhalen wij in het kort de belangrijkste gegevens van de installatie. Voor de verbinding in de ééne richting wordt een golflengte van 90,5 cm, in de andere richting 99 cm gebezigd. De zender en ontvanger fungeeren als schakel in een draaggolftelefoniesysteem, waarmee 48 gesprekken tegelijk op één aderpaar (resp. in ons geval op één radiogolf) kunnen worden overgebracht. Hiervoor moeten zender en ontvanger modulatiefrequenties tot rond 200 kper/sec kunnen overbrengen. De verbinding werkt met frequentiemodulatie. De maximale frequentiezwaai, d.i. de grootste voorkomende frequentie-afwijking van het uitgezonden signaal ten opzichte van de gemiddelde zenderfrequentie (332,1 Megaperioden/sec voor de ééne, 303 Mper/sec voor de andere zendrichting), bedraagt 0,6 Mper/sec.

[1]) A. van Weel, Philips techn. T. 8, 121, 1946.

Algemeene bouw van de ontvanger

De ontvanger werkt volgens het superheterodyneprincipe. Een blokschema met de belangrijkste onderdeelen is in *fig. 1* weergegeven. Het door de antenne opgevangen signaal wordt aan een mengtrap toegevoerd, waar de signaalfrequentie geconverteerd wordt in een middenfrequentie van 18 Mper/sec. Het geconverteerde signaal wordt versterkt en daarna door een begrenzer geleid, die een eventueel aanwezige amplitudemodulatie — vooral het in deze vorm optredende ruischen — zooveel mogelijk moet onderdrukken [2]). Vervolgens wordt het signaal gedetecteerd, het verkregen laagfre-

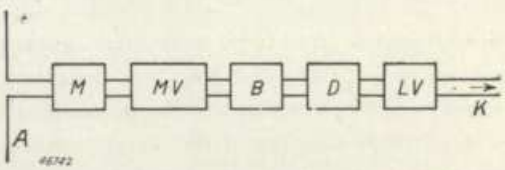

Fig. 1. Blokschema van de ontvanger. *A* antenne, *M* mengtrap, *MV* middenfrequentie-versterker, *B* begrenzer, *D* frequentiedetector, *LV* laagfrequentie-versterker, *K* kabel naar de draaggolftelefonie-apparatuur.

[2]) Zie bijv. Th. J. Weyers, Philips techn. T. 8, 42 en 89, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

quente signaal wordt versterkt en dan over een kabel naar de apparatuur voor draaggolftelefonie in de telefooncentrale gebracht, waar de 48 gesprekken worden gesplitst en naar de respectievelijke aangesloten telefoontoestellen kunnen worden geleid.

In principe wijkt deze bouw van de ontvanger niet af van hetgeen bij ontvangers voor frequentiegemoduleerde signalen gebruikelijk is. Alleen zal het opvallen, dat er geen hoogfrequentie-versterkertrap tusschen de antenne en de mengbuis voorkomt. Een dergelijke trap is in het algemeen gewenscht om de verhouding tusschen de sterkte van het signaal en het ruischen te verbeteren. In ons geval echter is de mengtrap volgens een speciale schakeling uitgevoerd, die wat betreft het ruischen zulke goede hoedanigheden bezit, dat hierin door toevoeging van een hoogfrequentie-versterkertrap nog slechts een geringe verbetering had kunnen worden verkregen. Deze trap kan dus achterwege worden gelaten, hetgeen een aanzienlijke vereenvoudiging van de ontvanger beteekent.

In hetgeen volgt, zullen wij voornamelijk de mengschakeling bespreken, terwijl de overige gedeelten van de ontvanger slechts in het kort zullen worden beschouwd.

Principe van de mengschakeling

Menging met trioden

De bekende meerrooster-mengbuizen, die voor het converteeren van signalen op golven langer dan ca 10 m algemeen worden toegepast, zijn voor golflengten van ongeveer 1 m niet meer geschikt. Hun voordeelen gaan hier nl. verloren: 1) van de afschermende werking der diverse schermroosters komt niet veel meer terecht, daar de roosters tengevolge van de zelfinducties en de wederzijdsche inducties der inwendige toevoerdraden bij deze hooge frequenties practisch niet meer ontkoppeld kunnen worden (dwz. niet vrij van hoogfrequente spanningsvariaties kunnen worden gehouden); 2) de hooge inwendige weerstand der meerrooster-mengbuizen, van de middenfrequentie-kring uit gezien, werpt bij de hier vereischte breede frequentiebanden, waarvoor men toch sterk gedempte kringen moet nemen, geen nut af. Het nadeel daarentegen van alle meerroosterbuizen: het optreden van het zg. verdeelingsruischen, veroorzaakt door fluctuaties in de verdeeling van de kathodestroom over de diverse stroom voerende roosters, doet zich hier evenals bij langere golven hinderlijk gevoelen. Men komt daarom er toe, in het ultra korte golfgebied dioden of trioden als mengbuizen te gebruiken.

Bij gebruik van een diode als mengbuis heeft men het voordeel van een hooge ingangsimpedantie, waardoor een groote opslingering van het door de voorafgaande kring geleverde signaal kan worden verkregen. De conversieversterking, d.i. de verhouding tusschen de middenfrequente en de hoogfrequente spanning, is echter maximaal 1.

Bij menging met een triode heeft men een kleinere ingangsimpedantie dan bij een diode; daarentegen is de conversieversterking hier in het algemeen aanmerkelijk grooter dan 1. Verder is uit theoretische onderzoekingen gebleken [3]), dat hierbij een goede verhouding tusschen signaalsterkte en ruischen te verkrijgen is.

Deze feiten, waarbij gevoegd een zoo dadelijk nog te bespreken ander belangrijk voordeel, waren aanleiding om in de hier beschreven ontvanger triodemenging toe te passen.

Menging in een triode geschiedt in principe door tezamen met de hoogfrequente signaalspanning de van een plaatselijke oscillator afkomstige hulpspanning (gewoonlijk kortweg als de „oscillatorspanning" aangeduid) op het rooster van de triode te brengen. De anodestroom bevat dan een middenfrequente component (verschilfrequentie der beide genoemde spanningen), en door een op de middenfrequentie afgestemde kring in de anodeketen op te nemen, verkrijgt men de gewenschte middenfrequente uitgangsspanning.

Bij de hooge frequenties, waarmee wij hier te maken hebben, is het in het algemeen van voordeel om versterker- en mengtrappen in balans uit te voeren [4]). Hierbij geldt de volgende algemeene regel: van de drie bij een mengtrap optredende spanningen, nl. de hoogfrequente signaalspanning, de hulpspanning (oscillatorspanning) en de middenfrequente uitgangsspanning, moeten er steeds twee in balans zijn, terwijl dan de derde voor de beide mengsystemen gelijkfasig moet zijn. Met het oog op de symmetrische dipoolantenne ligt het voor de hand om het hoogfrequente signaal in balans aan de mengbuizen toe te voeren. Wij voeren nu de hulpspanning gelijkfasig toe en zullen dan de middenfrequente spanning weer in balans verkrijgen. Zoo komen we tot het in *fig. 2* geschetste principeschema van een balansmengtrap met twee trioden. De verbinding van de anoden met de middenfrequentiekring en de anodespanningsbron laten wij eenvoudigheidshalve nog even buiten beschouwing. Tusschen de stuurroosters is een op de signaalfre-

[3]) Zie A. van Weel, diss. Delft 1943.

[4]) Zie hiervoor en voor de hierna volgende stelling: M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, De diode als mengbuis, speciaal bij decimetergolven, Philips techn. T. **6**, 289, 1941. In dat artikel vindt men ook nadere uiteenzettingen en literatuur over de hierboven slechts even aangestipte eigenschappen van buizen bij decimeter- en metergolven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

quentie afgestemde kring L_1-C_1 geschakeld, welke kring inductief gekoppeld is met de antenne. Hierdoor geeft een in de antenne aanwezige e.m.k. aanleiding tot roosterwisselspanningen, die voor de beide trioden gelijk van grootte maar tegengesteld

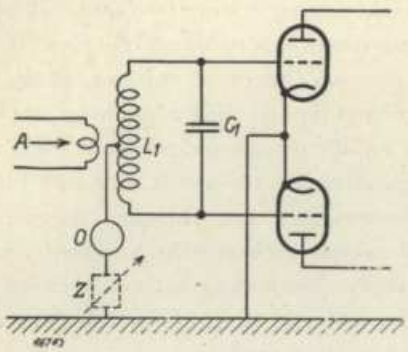

Fig. 2. Het van de antenne komende signaal wordt door inductieve koppeling met een afgestemde balansingangskring (L_1-C_1) aan de roosters der twee trioden van de balansmengtrap toegevoerd. De door de plaatselijke oscillator *O* geleverde hulpspanning (oscillatorspanning) wordt gelijkfasig op de roosters gebracht. De „gelijkfasige keten" kan door een impedantie *Z* op de oscillatorfrequentie worden afgestemd. De tusschen de anoden aan te sluiten middenfrequentiekring is hier eenvoudigheidshalve nog weggelaten.

in fase zijn (dwz. in balans). Tusschen het midden van de kringzelfinductie L_1 en het aardpunt (d.i. het chassis) is een oscillator voor de hulpspanning geschakeld, waardoor deze dus in gelijke fase tusschen de roosters van de beide trioden en de met het aardpunt verbonden kathoden komt.

Afzonderlijke afstemming van de oscillatorketen

Het blijkt bij een dergelijke schakeling vaak moeilijk te zijn om een voldoend groote hulpspanning op de mengbuizen te verkrijgen, doordat de asymmetrische keten: aardpunt—oscillator—kringzelfinductie—rooster-kathode-capaciteiten der buizen—aardpunt in het algemeen niet op de oscillatorfrequentie zal zijn afgestemd. Deze afstemming kan evenwel gemakkelijk verwezenlijkt worden door ergens in de keten een afstemelement op te nemen. Daar de op de signaalfrequentie afgestemde balanskring door deze tweede afstemming niet mag worden beïnvloed, dient het afstemelement opgenomen te worden in een deel van de keten waardoor geen balansstroomen vloeien. In fig. 2 is het aldus aangebrachte element gestippeld aangegeven.

Het is wellicht goed om op het hier toegepaste principe nog eenige nadruk te leggen: *Op de ingangselectroden van twee in balans geschakelde buizen kunnen, onafhankelijk van elkaar, twee op verschillende frequenties afgestemde ketens worden aangesloten, nl. een balansketen en een „gelijkfasige" keten.* De afstemming van elke keten afzonderlijk kan men varieeren met behulp van schakelelementen, waardoor respectievelijk alleen balansstroomen of alleen gelijkfasige stroomen vloeien.

Opwekken van de hulpspanning door de mengschakeling zelf

Om het bezwaar van de boven vermelde lage ingangsimpedantie der trioden bij hooge frequenties op te heffen, wordt terugkoppeling in de gelijkfasige keten toegepast. Deze brengt immers een ontdemping van die keten teweeg, of anders uitgedrukt, een verhooging van de ingangsimpedantie der buizen, en daarmee een vergrooting van de verkregen hulpspanning op de ingang. Maakt men de ontdemping voldoende groot (de terugkoppeling voldoende sterk), dan gaat de schakeling zelf oscilleeren, en wel met de frequentie, waarop de gelijkfasige ingangsketen is afgestemd, d.i. de frequentie van de hulpspanning. Men heeft dan geen afzonderlijke oscillator voor het opwekken van deze hulpspanning noodig. Voor de converteerende werking van de trioden doet het er niets toe, of de tusschen rooster en kathode aanwezige hulpspanning afkomstig is van een afzonderlijke oscillator, dan wel door de trioden zelf wordt opgewekt. De mengwerking wordt immers uitsluitend bepaald door de grootte van de hulpspanning en de niet-lineariteit van de i_a-v_g-karakteristiek.

De genoemde terugkoppeling kan bij een triode op bekende wijze worden verkregen, door tusschen de anode en de kathode een zelfinductie te schakelen.

Formeel ziet men dit het gemakkelijkste in, als men de vergelijkingen voor het in *fig. 3* geschetste schema opschrijft. Deze luiden, indien we eenvoudigheidshalve de inwendige weerstand van de buis verwaarloozen:

$$v_g = \frac{i_{g1}}{j\omega C_{ag}} - (i_a - i_{g1})\, j\omega L = \frac{i_{g2}}{j\omega C_{gk}},$$

$$i_a = S \cdot v_g.$$

Hieruit volgt:

$$\frac{i_s}{v_g} = \frac{i_{g1}}{v_g} + \frac{i_{g2}}{v_g} = j\omega C_{gk} + \frac{1}{j\omega L + \frac{1}{j\omega C_{ag}}} - \frac{\omega^2 S L C_{ag}}{1 - \omega^2 L C_{ag}}.$$

Terwijl met kortgesloten zelfinductie L de triode, als element van de ingangsketen, practisch te vervangen was door de parallel geschakelde capaciteiten C_{gk} en C_{ag}, zien we uit de

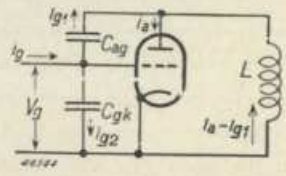

Fig. 3. Terugkoppeling van een triode via de rooster-anodecapaciteit C_{ag} en een zelfinductie L in de anodeketen. De totale roosterstroom is hoofdzakelijk samengesteld uit de twee gedeelten i_{g1} en i_{g2}, waarvan voor de terugkoppeling alleen i_{g1} van belang is.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

laatste vergelijking, dat door het tusschenschakelen van de zelfinductie L het vervangingsschema wordt een parallelschakeling van C_{gk} met L- en - C_{ag} - in - serie en nog een negatieve weerstand. Deze laatste veroorzaakt de gewenschte verhooging van de ingangsimpedantie van de buis, daar immers de admittantie i_g/v_g door deze term wordt verlaagd.

De zelfinductie wordt bij de balansmengtrap aangebracht op de wijze, als in principe in *fig. 4* is aangegeven. De gelijkfasige keten, die met behulp van de variabele impedantie Z is afgestemd op de gewenschte oscillatorfrequentie, wordt nu door de zelfinductie L_2 zoo sterk ontdempt, dat oscilleeren optreedt.

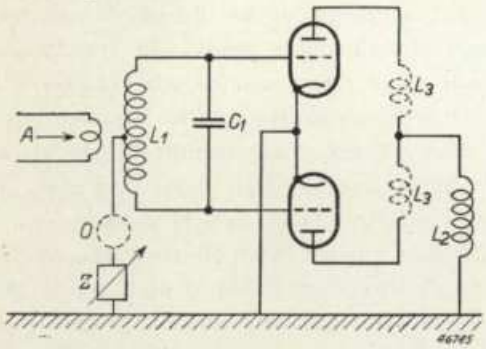

Fig. 4. De „gelijkfasige ingangsketen" van de balansmengtrap wordt ontdempt door de zelfinductie L_2. De balansingangsketen kan geheel onafhankelijk hiervan worden ontdempt door de zelfinducties L_3.

Er dient op gewezen, dat ook de balansketen op geheel analoge wijze kan worden ontdempt. Hiertoe moeten in de anodeketen de beide in fig. 4 gestippeld aangegeven zelfinducties L_3 worden geplaatst. Op deze wijze kan een grootere opslingering van het door de antenne geleverde signaal, en daarmee een betere verhouding van signaal en ruischen worden verkregen [5]). De mate van terugkoppeling kan men voor de balansketen en voor de gelijkfasige keten verschillend kiezen: L_3 beïnvloedt wel de gelijkfasige keten, maar L_2 heeft geen invloed op de balansketen. Dit is van belang, omdat de terugkoppeling voor de balansketen natuurlijk niet zoo groot mag worden gemaakt, dat er oscillatie in die keten (met de signaalfrequentie!) optreedt.

De verhouding van signaalsterkte en ruischen

Dat een afzonderlijke oscillatorbuis gemist kan worden, beteekent op zichzelf een welkome vereenvoudiging van de schakeling. Nog belangrijker is, dat hierdoor een verbetering in de verhouding van signaalsterkte en ruischen wordt verkregen. Dit is gemakkelijk in te zien. In de anodestroom van een oscillatorbuis is, zooals bij iedere buis, een ruischen met een continu frequentiespectrum aanwezig. De in de anodeketen van de oscillatorbuis geschakelde kring, die op de oscillatorfrequentie is afgestemd, werkt als een soort filter, dat in hoofdzaak de oscillatorfrequentie, in zekere mate echter ook de naburige signaalfrequentie en in mindere mate de veel lagere middenfrequentie doorlaat. De componenten van het ruischen met deze frequenties worden dus ook, meer of minder sterk, tezamen met de eigenlijke oscillatorspanning als ingangsspanning op de mengbuis gebracht. Het ruischen op de signaalfrequentie wordt dan met het signaal mee geconverteerd, het ruischen op de middenfrequentie wordt rechtstreeks versterkt, en allebei geven derhalve aanleiding tot een verhoogd niveau van het ruischen in de middenfrequente uitgangsspanning van de mengbuis.

Het is duidelijk, dat met het wegvallen van de afzonderlijke oscillatorbuis ook deze extra bijdrage tot het ruischen vervalt.

Keuze van de middenfrequentie

Het zoojuist beschreven effect van het ruischen van een oscillatorbuis is des te sterker, naarmate men de middenfrequentie lager kiest. Dit beteekent immers, dat de signaalfrequentie zeer dicht bij de oscillatorfrequentie komt te liggen, zoodat de component van het ruischen met de signaalfrequentie door de afgestemde kring van de oscillator bijna in volle sterkte wordt doorgegeven. Een zoo hoog mogelijke middenfrequentie verdient derhalve uit dit oogpunt de voorkeur.

Hoewel deze overwegingen in ons geval, door het wegvallen van de oscillatorbuis en het hieraan inhaerente ruischen, niet meer te pas komen, komt men toch wat de keuze van de middenfrequentie betreft, tot dezelfde conclusie. Bij de bovenstaande beschouwingen was stilzwijgend ondersteld, dat de symmetrie van de balanstrap volledig is, zoodat de balans- en gelijkfasige keten elkaar in het geheel niet beïnvloeden. In de practijk zal altijd een zekere asymmetrie en dientengevolge een koppeling tusschen de beide ketens aanwezig zijn. Liggen nu de eigen frequenties van beide kringen dicht bij elkaar (dwz. is de middenfrequentie laag), dan heeft het trillen van de ééne kring resonanties in de andere tengevolge, met als verdere consequentie ongelijke spanningen op de twee buizen enz. De middenfrequentie mag dus niet te laag worden gekozen. Uit een nadere beschouwing blijkt, dat zij minstens 1/20 moet bedragen van de signaalfrequentie, om de genoemde koppeling onschadelijk te doen zijn. De hier beschreven ontvanger werkt met een middenfrequentie van 18 Mper/sec; aan de zoojuist vermelde voorwaarde is derhalve nog voldaan tot

[5]) A. van Weel, diss. Delft 1943.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

een signaalfrequentie van 360 Mper/sec, d.i. een golflengte van 83 cm.

Volledig schakelschema van de mengtrap

In *fig. 5* is het volledige schema van de mengtrap weergegeven, terwijl *fig. 6* een foto van de constructieve uitvoering er van toont.

Op de roosters der twee als mengbuizen gebruikte knooptrioden is een Lechersysteem aangesloten, dat tezamen met een condensator (C_1) de balans-ingangskring van de mengtrap vormt. De capaciteiten C_2 dienen alleen voor het scheiden van de gelijkspanningssituatie der beide roosters. De gewenschte ontdemping van de balans-ingangsketen wordt verkregen door de tusschen de anoden opgenomen zelfinductie L_3.

De gelijkfasige ingangsketen van de mengtrap wordt gevormd door de beide geleiders van het Lechersysteem, die hiervoor eenvoudig als twee afzonderlijke impedanties, waardoor gelijkgerichte stroomen loopen, zijn te beschouwen. Deze ingangsketen wordt gesloten door het chassis, daar de verschuifbare kortsluitbrug van het Lechersysteem rechtstreeks met het chassis verbonden is. De terugkoppeling voor de gelijkfasige trilling vindt plaats door de op het midden van L_3 aangesloten zelfinductie L_2 (waarbij op te tellen de beide als parallel-geschakeld te beschouwen helften van L_3). De grootte van deze zelfinductie bepaalt echter niet alleen de mate van terugkoppeling, maar is mede van invloed op de gegenereerde frequentie. Dit blijkt uit de bij fig. 3 afgeleide vergelijking, welke aangeeft, dat L_2 niet alleen een negatieve weerstand maar ook een reactieve component in het vervangingsschema voor de buis introduceert. Aangezien de instelling van de terugkoppeling niet zeer critisch is, kan van genoemde invloed profijt worden getrokken om door een variatie van L_2 de oscillatorfrequentie nog nader te regelen. Daar echter een continu variabele zelfinductie minder gemakkelijk is te verwezenlijken, is voor deze afregeling nog een draaicondensator (C_6) in serie met L_2 opgenomen.

Het afstemmen van de balans- en de gelijkfasige keten geschiedt nu als volgt. Nadat L_2 en C_6 zoodanig gekozen zijn, dat voldoende ontdemping voor het optreden van oscillatie in de gelijkfasige keten verkregen is, wordt deze keten door verschuiven van de kortsluitbrug van het Lechersysteem ongeveer op de oscillatorfrequentie afgestemd. Door juiste keuze van C_1 wordt dan de balansketen ongeveer op de signaalfrequentie afgestemd, terwijl de fijne afstemming hierop verkregen

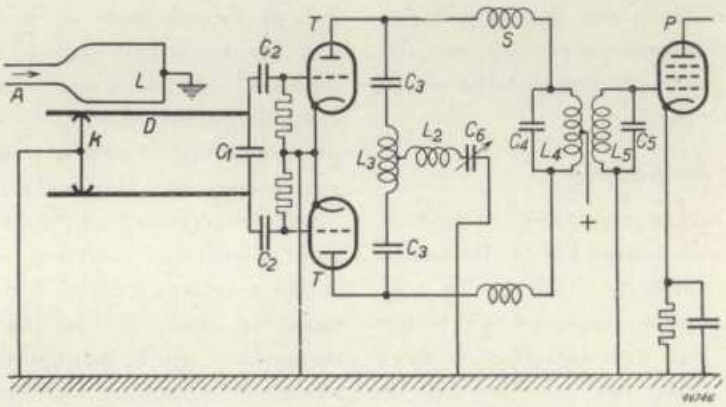

Fig. 5. Volledig schakelschema van de mengtrap. T trioden, D Lechersysteem met verschuifbare kortsluitbrug K en afstemcondensator C_1, A antenneleiding met koppellus L; L_2 en C_6 terugkoppelelementen van de „gelijkfasige ingangsketen", waarbij C_6 tevens dient voor de fijne afstemming op de plaatselijke oscillatorfrequentie, L_3 terugkoppelelement van de balansingangsketen, C_4-L_4-L_5-C_5 bandfilter voor de middenfrequentie, P eerste buis van de middenfrequentie-versterker, S hoogfrequentie-smoorspoelen, C_2 en C_3 scheidingscondensatoren.

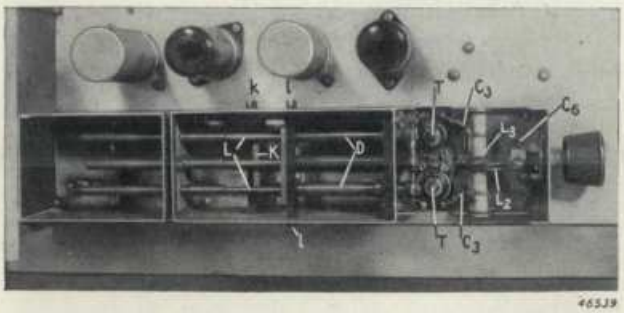

Fig. 6. De balansmengtrap met afgenomen schermkap. Men ziet de beide knooptrioden T en het ingangs-Lechersysteem D, waarvan de kortsluitbrug K met behulp van de uitsteeksels k kan worden verschoven. Vóór dit systeem ziet men de, met de uitsteeksels l uitschuifbare, „lus" L liggen, die de koppeling met de antennekabel bewerkstelligt en waarvan het midden over de middelste geleider met het aardpunt (het chassis) verbonden blijft. Rechts van de knooptrioden ziet men de in fig. 5 aangegeven capaciteiten en zelfinducties C_3, C_6, L_3, L_2.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

wordt door weer een geringe verschuiving van de kortsluitbrug, en de fijne afstemming op de oscillatorfrequentie tenslotte met C_6.

Tenslotte de middenfrequentie-kring: deze bestaat uit de zelfinductie L_4 en de capaciteit C_4. Tusschen de trioden en deze kring zijn de hoogfrequentie-smoorspoelen S geschakeld teneinde te voorkomen, dat de hoogfrequente keten door L_4-C_4 wordt beïnvloed. Omgekeerd zorgen de capaciteiten C_3, die een hooge impedantie hebben voor de middenfrequentie en een lage impedantie voor de signaal- en oscillatorfrequentie, er voor, dat de kring L_4-C_4 niet practisch kortgesloten wordt door de kleine zelfinductie L_3.

Overige gedeelten van de ontvanger

De middenfrequentie-versterker bestaat uit een aantal trappen met buizen EF 51. De buizen zijn gekoppeld door bandfilters, doch in één trap is een soortgelijke schakeling toegepast, als in het artikel over de zender van deze installatie [1]) werd beschreven. Hierdoor was het (evenals bij de zender) mogelijk om de ontvanger in deze trap, dus op een punt halverwege de middenfrequentie-versterker, in tweeën te splitsen en de twee deelen in twee afzonderlijke paneelen onder te brengen, zonder dat de verbindingsleiding der paneelen behoeft te worden afgeschermd. De beide paneelen zijn op de foto *fig. 7* te zien.

Na de middenfrequentie-versterking komt het signaal, zooals bij ontvangers voor frequentiegemoduleerde signalen gebruikelijk is, op een begrenzer. Deze bestaat uit twee buizen, voorzien van roostercondensator en lekweerstand. Neemt de wisselspanningsamplitude op het rooster van een aldus geschakelde buis toe, dan wordt het rooster

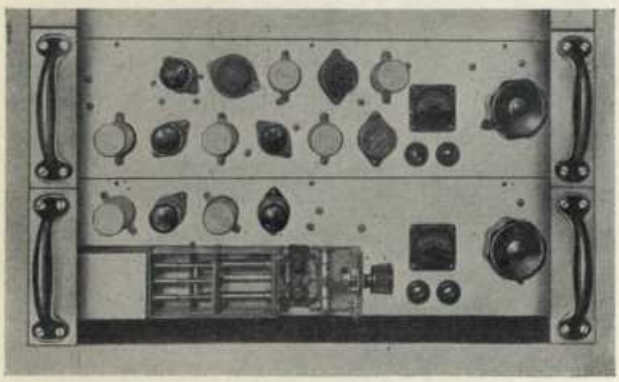

Fig. 7. De ontvanger is op twee paneelen gemonteerd, die met de handgrepen in en uit het rek van de zend-ontvang-installatie kunnen worden geschoven. Bij het inschuiven worden automatisch door stekerpennen op de paneelen en stekerbussen op het rek alle noodige verbindingen tot stand gebracht. De meters met de daarnaast gelegen omschakelknoppen op elk paneel dienen voor het controleeren van de kathodestroom van alle buizen.

tengevolge van optredende roosterdetectie sterker negatief, waardoor de anodestroom vermindert en de uitgangsspanning van de buis ondanks de toegenomen ingangsspanning niet of slechts weinig toeneemt. Op deze wijze wordt de amplitudemodulatie, die in de frequentiegemoduleerde signalen nog eventueel aanwezig is, en vooral het in deze vorm aanwezige ruischen, in hooge mate onderdrukt. De uitgangsspanning van de eerste begrenzerbuis, die al tamelijk constant is, is zoo groot gekozen, dat de tweede buis op het voor de begrenzende werking gunstigste punt van de karakteristiek is ingesteld. Hierdoor wordt in totaal een onderdrukkingsfactor 100 bereikt, dwz. de diepte van de amplitudemodulatie van het signaal is aan de uitgang van de begrenzer 100 maal zoo klein als aan de ingang.

Ontvangers voor amplitudegemoduleerde signalen zijn gewoonlijk voorzien van een automatische sterkteregeling, waarbij een deel van de uitgangsspanning van de laatste middenfrequentie-versterkerbuis wordt gelijkgericht en gebruikt om de roostervóórspanning van één of meer der voorafgaande versterkerbuizen te regelen. Bij een frequentiemodulatie-ontvanger kan, wanneer de begrenzer een voldoend groote onderdrukkingsfactor heeft, een dergelijke sterkteregeling worden gemist, daar de begrenzer immers reeds voor een vrijwel constante uitgangsspanning zorgt. Alle buizen van de middenfrequentie-versterker werken derhalve in ons geval met constante negatieve roosterspanning. Men moet dan echter nog rekening houden met de mogelijkheid, dat de laatste buis van de versterker door een sterk signaal zou kunnen worden overbelast en beschadigd. Om dit te voorkomen, is deze buis evenals de buizen van de begrenzer voorzien van een roostercondensator en lekweerstand, zoodanig, dat de buis eenvoudig zelf ook als begrenzer gaat werken, zoodra het signaal de toelaatbare sterkte overschrijdt. Het eenige gevolg van een toename van het signaal is dan, dat een nog sterkere onderdrukking van een eventueel aanwezige amplitudemodulatie optreedt, hetgeen de kwaliteit van de ontvangst hoogstens ten goede kan komen.

Op de begrenzer volgt tenslotte een normale frequentiedetector en een laagfrequentie-versterkerbuis. Het verkregen laagfrequente signaal wordt via een transformator op de kabel naar de draaggolftelefonie-apparatuur gebracht.

Op de constructieve uitvoering van de ontvanger behoeven wij, na de eerder gegeven beschrijving van de uitvoering van de zender, niet nader in te gaan. Voor eenige bijzonderheden zij gewezen op de figuren 6 en 7 en de bijbehoorende onderschriften.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

HOOGSPANNINGSVENTIELEN VOOR RÖNTGENDIAGNOSTIEK

door J. H. van der TUUK. 621.314.671 : 621.386.1 : 616.073

De hoogspanningsventielen, die in röntgeninstallaties worden gebruikt, in het bijzonder in diagnostiekapparaten, moeten in de eerste plaats aan de volgende eischen voldoen: zij moeten bestand zijn tegen hooge spanningen, zij moeten de vereischte groote topstroomen leveren met een reproduceerbaar en niet te groot spanningsverlies, en zij mogen niet te veel warmte ontwikkelen. In dit artikel wordt uiteengezet, in hoeverre twee grondtypen van ventielen, nl. vacuum- en gasventielen, aan de genoemde eischen kunnen voldoen. De gasventielen blijken verschillende voor het aangegeven doel zeer gunstige eigenschappen te bezitten. Ook op het gebied der vacuumventielen zijn echter in de laatste tijd constructies ontwikkeld, die, o.a. dank zij het gebruik van gethorieerde wolfraamkathoden, belangwekkende resultaten opleveren en welke door hun universeele toepasbaarheid wellicht de gasventielen geheel of grootendeels weer zullen verdringen.

In principe kan op een röntgenbuis rechtstreeks de omhoog getransformeerde wisselspanning van het net worden gezet. In de periodehelft, waarin de gloeikathode negatief en de anode positief is, worden dan röntgenstralen opgewekt, terwijl in de andere periodehelft niets gebeurt. Dat men in vele gevallen er toch de voorkeur aan geeft gelijkspanning of althans pulseerende gelijkspanning op de röntgenbuis te zetten, heeft twee redenen. Ten eerste verkrijgt men, wanneer in beide periodehelften röntgenstralen worden opgewekt, bij dezelfde topwaarde van de buisstroom de dubbele röntgenintensiteit, en bij afvlakken van de gelijkgerichte spanning wordt bovendien de röntgenopbrengst grooter in verhouding tot de ontwikkelde warmte. Ten tweede kan zich bij het werken van een röntgenbuis op wisselspanning soms het geval voordoen, dat er in de „andere" periodehelft toch iets gebeurt, maar dan iets, wat uitermate ongewenscht is, nl. de zg. terugslag. Deze kan optreden, indien de anode in de periodehelft, waarin zij negatief is, electronen gaat emitteeren, hetzij doordat zij te heet is geworden (thermische emissie), hetzij doordat de electrische veldsterkte aan haar oppervlak een bepaalde waarde overschrijdt (koude emissie), hetzij doordat zij door positieve gasionen wordt getroffen. Daar een dergelijke terugslag veelal tot vernieling van de buis leidt, is het zaak hem onder alle omstandigheden te voorkomen. Bij gebruik van gelijkgerichte spanning wordt nu het terugslagprobleem, dat bij de röntgenbuis speciale moeilijkheden biedt tengevolge van de groote warmte-ontwikkeling op het betrekkelijk kleine focus [1]), verplaatst naar de hoogspanningsventielen, welke voor de gelijkrichting zorgen. Deze ventielen zijn in groote trekken analoog met de röntgenbuis gebouwd: zij bezitten eveneens een gloeidraad en een anode in een vacuumdicht vat. Daar echter bij de ventielen de electronen, die de stroom in de doorlaatrichting dragen, niet sterk versneld en niet gefocusseerd behoeven te worden, kan door geschikte constructie een plaatselijke hooge verhitting van de anode worden vermeden, zoodat deze belangrijke bron van terugslag komt te vervallen.

Beschouwen we nu wat nader de eischen, die aan de hoogspanningsventielen worden gesteld. Als algemeene eisch volgt uit het bovenstaande reeds de spanningszekerheid, d.i. het uithouden van de hoogspanning in de tegenfase (negatieve fase) zonder kans op terugslag. In de positieve fase moet de ventielbuis natuurlijk de voor de röntgenbuis benoodigde stroom kunnen doorlaten. Bij röntgenbuizen voor diagnostiek gaat het hierbij tegenwoordig om kortstondig optredende topstroomen van 1 à 1,5 A, terwijl maximale spanningen tot 125 kV voorkomen. Bij buizen voor therapie werkt men met veel kleinere stroomen, bijv. maximaal 40 mA continu, echter met aanzienlijk hoogere spanningen, nl. 200 à 400 kV.

We zullen ons hier speciaal bezighouden met de hoogspanningsventielen, die voor de diagnostiek worden gebruikt. Hierbij komen nog verschillende andere eischen naar voren. Voor een gemakkelijke bediening van een diagnostiekapparaat is het gewenscht, dat met een bepaalde stand van de spanningsregelaar steeds een bepaalde buisspanning correspondeert; te dien einde moet het van de stroom afhankelijke spanningsverlies in alle onderdeelen van de hoogspanningsgenerator (transformator, ventielen, leidingen) klein zijn en zoo goed mogelijk onafhankelijk van de omstandigheden van het bedrijf. De ventielen mogen dus, ook bij de hoogste stroomen, in de doorlaatrichting slechts een geringe en reproduceerbare spanning voor

[1]) Zie de bespreking van het terugslagprobleem in het artikel: J. H. van der Tuuk, Hardglazen röntgenbuizen in olie, Philips techn. T. 6, 314, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

zich opeischen. Dit geldt vooral, indien het toestel is voorzien van een automatische instelling van de buisstroom [2]).

Bij moderne diagnostiekapparaten worden veelal de ventielen tezamen met de hoogspanningstransformator in eenzelfde vat met olie gemonteerd. Daar de geheele generator, om het spanningsverlies (dwz. de koperverliezen) constant te houden, niet te warm mag worden, moet aan de ventielen de verdere eisch worden gesteld, dat zij slechts weinig warmte ontwikkelen. Eenerzijds wordt dit al gewaarborgd, indien het ventiel in de doorlaatrichting slechts een lage spanning opneemt, daar de anodedissipatie hiermee evenredig is, anderzijds maakt het ook een groot soortelijk emitteerend vermogen van de kathode wenschelijk, daar men hierdoor voor de emissie der topstroomen slechts een gering gloeidraadvermogen behoeft te bezigen.

Wij zullen nu eenige oude en nieuwe ventielconstructies bezien en nagaan, in hoeverre hierbij aan de genoemde eischen tegemoet kan worden gekomen.

Vacuumventielen

In *fig. 1* is schematisch de constructie weergegeven van de oude vacuumventielen, zooals deze

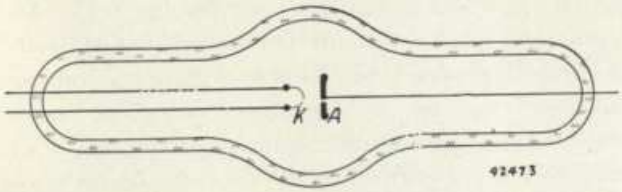

Fig. 1. Schematische doorsnede van een vacuumventiel zooals dit vroeger algemeen in hoogspanningsinstallaties werd gebruikt. Een anodeplaat *A* staat op kleine afstand tegenover een wolfraamkathode *K* in een geëvacueerde glazen buis.

vele jaren in allerlei hoogspanningsinstallaties werden toegepast. Het vat van het ventiel is zoo hoog geëvacueerd, dat geen doorslag door gasionen kan worden veroorzaakt. De belangrijkste factor, waarmee rekening moet worden gehouden voor het vermijden van terugslag, is derhalve de koude emissie van de anode. Om deze ongevaarlijk te maken, moet de veldsterkte overal aan het anodeoppervlak beneden een zekere waarde, bijv. 10^6 V/cm, blijven. Hiervoor is een voldoend groote onderlinge afstand der electroden vereischt. Voorts moet de anode behoorlijk glad worden afgewerkt teneinde plaatselijke veldsterkteverhoogingen te vermijden, die, zooals bekend, aan geringe oneffenheden optreden. (Ook in dit opzicht is het terugslagprobleem bij een ventiel gemakkelijker op te lossen dan bij een röntgenbuis: bij deze laatste wordt het anode-oppervlak ter plaatse van het focus door de hooge verhitting (verdamping) op den duur altijd eenigszins ruw.)

Wat nu de onderlinge afstand der electroden betreft, hoe grooter men deze maakt, des te grooter wordt de invloed van de ruimtelading op het veldverloop en des te hoogere spanningen zijn er in de doorlaatrichting noodig om de gewenschte groote stroom uit de gloeikathode naar de anode te trekken. Het is dus duidelijk, dat men de electrodenafstand niet grooter zal maken dan beslist noodzakelijk is. Voor 100-125 kV is bijv. een afstand van 8-9 mm voldoende. Bij een bepaald ventiel volgens fig. 1 bedroeg hierbij het spanningsverlies ca 2500 V voor een stroom van 1 A.

De kleine electrodenafstand, waartoe men op deze wijze komt, maakt het onmogelijk een oxydkathode te gebruiken. Het gevaar is dan nl. groot, dat spoortjes barium uit deze kathode op de anode komen. Door de veldsterkteverhooging aan de zoo ontstane oneffenheid (en door de geringe uittreearbeid van het barium) zou een dergelijk plekje in de tegenfase als haard van koude emissie kunnen gaan werken. Derhalve paste men in dit soort ventielen steeds wolfraamkathoden toe, waarbij dit gevaar niet optreedt. Wolfraamkathoden vereischen echter voor eenzelfde emissie een veel hoogere temperatuur en een veel grooter gloeidraadvermogen dan oxydkathoden. Voor het leveren van kortstondige topstroomen van 1-1,5 A heeft men bij een wolfraamkathode 125-150 W noodig, tegenover slechts ongeveer 8 W bij een oxydkathode. Hierbij wordt in de ventielen volgens fig. 1 met temperaturen van de wolfraamdraad tot boven 2350 °C gewerkt. Daar in dit temperatuurgebied de verdamping van het wolfraam reeds zeer merkbaar wordt (de dampdruk ligt in de buurt van 10^{-6} mm kwik) en de gloeidraad hierdoor slechts een levensduur van eenige honderden uren heeft, gaat men daarbij veelal zoo te werk, dat men de gloeidraad gedurende het doorlichten (continu bedrijf) op een ruim 100° lagere temperatuur laat branden, waarbij de levensduur reeds een paar duizend uren bedraagt, en eerst kort vóór elke röntgenopname de gloeispanning even tot de noodige waarde verhoogt. Het is verder duidelijk dat netspanningsschommelingen de levensduur der gloeidraden ongunstig beïnvloeden, indien men voortdurend zoo aan de grens werkt. Om hierin verbetering te brengen, moet men overgaan tot het gebruiken van een stabilisator voor de gloeispanning.

[2]) Een dergelijke inrichting, welke er voor dient, het focus van de röntgenbuis bij elke instelling van buisspanning en belastingstijd automatisch tot aan de toelaatbare temperatuur te belasten, is uitvoerig besproken in: H. A. G. Hazeu en J. M. Ledeboer, Een universeel apparaat voor röntgendiagnostiek, Philips techn. T. 6, 12, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Ook wat de reproduceerbaarheid van het spanningsverlies betreft, levert de in fig. 1 geschetste constructie bezwaren op. Secundaire electronen van de anode treffen de glazen wand van het vat, die hierdoor wordt geladen en een roosterwerking op de electronenstroom tusschen kathode en anode gaat uitoefenen. De potentiaal, waartoe de wand zich oplaadt, hangt van allerlei factoren af, met name van het optreden van coronaverschijnselen buiten de buis (sproeien) en dergelijke. Al is dan het verband tusschen doorgelaten stroom en spanningsverlies van het ventiel bij lage meetspanningen dikwijls nog voldoende reproduceerbaar, voor het bedrijf onder hoogspanning blijkt dit toch niet meer te gelden. Het spanningsverlies kan dan sterk varieeren en soms zoo hoog oploopen, dat het ventiel in merkbare mate zelf röntgenstralen gaat uitzenden en de anode zeer heet wordt.

Wij zien dus, dat de geschetste eenvoudige constructie, al kon zij veelal goed voldoen in installaties voor materiaalonderzoek of voor medische therapie en ook voor eenvoudige diagnostiekapparaten, waar het gaat om maximale stroomsterkten van een paar honderd mA, in moderne diagnostiekapparaten zeker niet in alle gevallen kan worden toegepast.

Gasventielen

Een geheel ander type ventielen blijkt beter te kunnen voldoen aan de eischen, die voor diagnostiekapparaten worden gesteld. Bij deze ventielen is het vat niet hoog geëvacueerd, maar met gas gevuld tot een zoodanige druk, dat na ontsteken van de buis een boogontlading optreedt. De gelijkrichtende werking ontstaat in dit geval door het feit, dat de ontsteking wordt ingeleid door de electronenstroom, welke de gloeidraad emitteert: in die periodehelft, waarin de gloeidraad positief wordt, zijn er normaal niet voldoende electronen en ontsteekt de buis niet [3]).

Vergeleken met de vacuumventielen kunnen we de situatie bij de boogontlading zoo opvatten, dat de ruimtelading der door de gloeikathode uitgezonden electronen door positieve gasionen wordt gecompenseerd. Daardoor zijn voor het voeren zelfs van zeer groote stroomen slechts uiterst geringe spanningen noodig, bijv. 25 V bij topstroomen van 1,5 A. Een dergelijk klein spanningsverlies kan ten opzichte van de spanning op de röntgenbuis geheel worden verwaarloosd.

De genoemde brandspanning van het ventiel hangt, in tegenstelling met hetgeen wij bij de vacuumventielen hebben gezien, weinig af van de afstand tusschen de electroden. In dit opzicht is er dus bij het construeeren van het ventiel geen bezwaar om de electrodenafstand behoorlijk groot te maken, hetgeen immers gewenscht is om in de tegenfase geen last te krijgen van koude emissie en om een oxydkathode te kunnen gebruiken.

Intusschen is bij de gasventielen niet de koude emissie de voornaamste oorzaak voor het optreden van een terugslag. Deze dreigt veeleer door een doorslag van het gas, waardoor een boogontlading in de verkeerde richting kan worden ontstoken. Welke constructieve maatregelen noodig zijn om doorslag te vermijden, blijkt uit een beschouwing van de bekende kromme van Paschen, zie *fig. 2*,

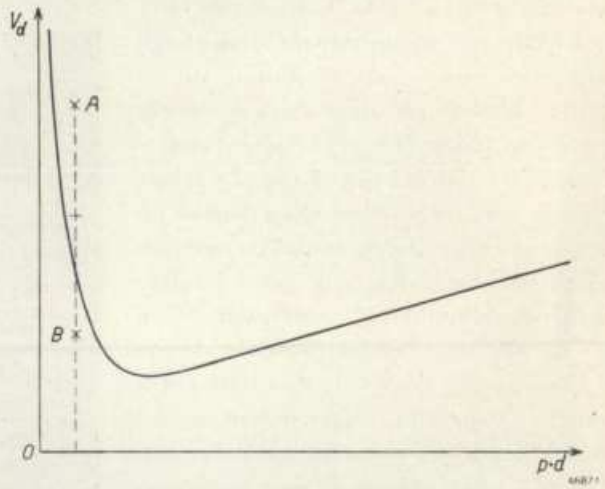

Fig. 2. Gedaante van de kromme van Paschen, die voor een bepaald gas de doorslagspanning V_d aangeeft als functie van $p \cdot d$ (p = gasdruk, d = electrodenafstand), waarbij strikt genomen twee vlakke evenwijdige electroden zijn ondersteld. (Vergelijk ook Philips techn. T. **2**, 123, 1937, waar men uit fig. 2 kan zien, dat bijv. voor argon de minimale doorslagspanning van ruim 250 V wordt bereikt bij een waarde van ruim 1 mm kwikdruk maal cm voor $p \cdot d$.) Het oploopen van V_d bij zeer kleine waarden van $p \cdot d$ ontstaat door het feit, dat bij deze waarden de vrije weglengte der electronen grooter wordt dan de electrodenafstand, zoodat de electronen het potentiaalverschil kunnen doorloopen zonder een noemenswaardige ionisatie te veroorzaken. De lijn A-B, waarvan de beteekenis in de tekst is toegelicht, loopt in werkelijkheid veel dichter bij de ordinaat-as dan hier is geteekend, en het punt B ligt practisch ongeveer bij een honderd maal zoo hooge spanning als het minimum van de kromme.

die de doorslagspanning V_d aangeeft als functie van het product van gasdruk p en electrodenafstand d. Correspondeert een gegeven combinatie van gasdruk, electrodenafstand en ventielspanning V (hoogste in de tegenfase voorkomende spanning tusschen de electroden) met een punt A dat boven de kromme ligt, dan zal doorslag optreden. Om doorslag te vermijden, moet men, indien p en V gegeven zijn, klaarblijkelijk de electrodenafstand veel grooter of veel kleiner maken. Practisch komt

[3]) Voor de algemeene grondslagen der gasventielen zie: M. J. Druyvesteyn en J. G. W. Mulder, Philips techn. T. **2**, 122, 1937.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

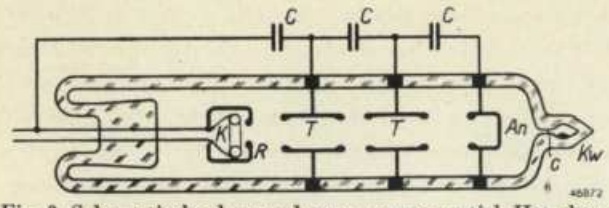

Fig. 3. Schematische doorsnede van een gasventiel. Het glazen vat is gevuld met verzadigde kwikdamp. De afstand tusschen de oxydkathode *K* en de anode *An* is in drie stappen verdeeld door tusschenelectroden *T*, die terwille van een gelijkmatige spanningsverdeeling verbonden zijn door condensatoren *C*. De kathode is door een voorgezette ring *R* beschermd tegen een bombardement door positieve gasionen, terwijl de ring tevens de kans vermindert, dat materiaal van de oxydkathode op de andere electroden terechtkomt. *Kw* is een kwikreservoir, dat door een capillair *c* met het vat in verbinding staat.

de eerste weg niet in aanmerking, daar men dan voor de vereischte hooge spanningen tot enorme buislengten zou komen. Maar de tweede weg brengt ons in conflict met de eisch, dat de electrodenafstand voldoende groot moet zijn om koude emissie uit te sluiten.

Een uitweg uit deze impasse wordt gevonden door een eenvoudige kunstgreep. Stel, dat in punt *A* (fig. 2) koude emissie was uitgesloten. Men bouwt nu het ventiel op uit een aantal in serie geschakelde eenheden, elk met dezelfde electrodenafstand als voor punt *A*, en zet op elk dezer compartimenten slechts een evenredig deel van de totale spanning[4]). Voor elk compartiment afzonderlijk komt men aldus tot een werkpunt, dat, als men voldoende ver onderverdeeld heeft, beneden de kromme van Paschen ligt (*B* in fig. 2). Elk compartiment is dan veilig, wat betreft doorslag, en aangezien de veldsterkte V/d, indien de spanning gelijkmatig verdeeld is en het veld homogeen, voor punt *B* zelfs nog kleiner is dan voor punt *A*, is er ook geen gevaar van koude emissie.

In de practijk is bijv. een verdeeling van het ventiel in drie stappen reeds voldoende. In *fig. 3* is een dergelijk driestaps-gasventiel schematisch weergegeven, terwijl *fig. 4* een tweetal foto's er van laat zien.

Wij repten zoojuist van de onderstelling van een homogeen veld en een gelijkmatige verdeeling der spanning over de electroden. Geheel homogeen is het veld bij de constructie volgens fig. 3 natuurlijk niet; de tusschenelectroden kunnen immers niet als evenwijdige vlakke platen worden uitgevoerd, maar moeten gaten hebben om de electronen van de kathode naar de anode door te laten. Practisch worden zij als bussen uitgevoerd. De grootste veldsterkte hangt nu mede van de vorm dezer bussen af, en men kan de kans op terugslag bijv. nog door de grootte van de opening der bussen beïnvloeden. Om een voldoend gelijkmatige verdeeling van de spanning over de verschillende trappen te waarborgen moet de impedantie tusschen alle opeenvolgende tusschenelectroden zoo goed mogelijk even groot worden gemaakt. Te dien einde zijn parallel aan de tusschenruimten condensatoren van 80 $\mu\mu$F geschakeld, die de vorm bezitten van om de ventielbuis heen gelegde ringen, zooals op de foto fig. 4*b* is te zien.

Hoewel we blijkens het bovenstaande bij de

a

b

Fig. 4. Een Philips driestaps-gasventiel voor 125 kV; *a*) gemonteerd en *b*) uiteen genomen. De glazen buis is omgeven door ringvormige „Philite"-condensatoren (zie *C* in fig. 3). De buis is berekend voor plaatsing van het ventiel onder olie. De lengte bedraagt ruim 20 cm, de diameter der condensatoren is bijna 9 cm. Bij montage in lucht zou, teneinde overslag langs de buitenzijde van de glaswand te vermijden, een grootere isolatie-afstand tusschen de electroden, dus in het algemeen een grootere buislengte, noodig zijn.

[4]) Vgl. ook: J. G. W. Mulder, diss. Delft 1934.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

gasventielen tot een afstand tusschen naburige electroden komen die niet grooter is dan bij de vacuumventielen, is het bij de gasventielen toch mogelijk om een oxydkathode toe te passen. Doordat men hier nl. geen last ondervindt van ruimtelading, kan men de kathode achter een scherm (de ring *R* in fig. 3) monteeren, dat eventueel van de kathode wegvliegende deeltjes belet op de naburige electrode te komen. Het scherm voorkomt tevens een ionenbombardement op de gloeikathode en de daarmee gepaard gaande verstuiving. Zooals reeds werd vermeld, vergt een oxydkathode voor de grootste voorkomende topstroomen een gloeidraadvermogen van slechts 8 W; hierbij wordt gewerkt met een kathodetemperatuur van ongeveer 900 °C. Bij deze temperatuur blijkt ook op de lange duur nog geen storende verdamping van barium uit de oxydkathode op te treden, hoewel merkwaardig genoeg de dampdruk van zuiver barium bij de genoemde temperatuur zeer aanzienlijk is.

Nog een opmerking over het gas, waarmee de ventielen worden gevuld. Hiervoor kan geen edelgas worden genomen met het oog op het bekende verschijnsel, dat bij het bedrijf van de buis op hoogspanning het gas geleidelijk verdwijnt: het wordt in de kathode en in de wanden opgenomen, de druk in de buis daalt [5]). Men laat derhalve de ontlading plaats vinden in verzadigde kwikdamp: in de buis is een druppel kwik aanwezig, waaruit door verdamping de verdwijnende hoeveelheid kwikdamp steeds wordt nageleverd. Het gevolg is echter, dat de dampdruk in de buis afhangt van de omgevingstemperatuur, zie *fig. 5*. De gasventielen zijn daardoor slechts in een beperkt temperatuurgebied bruikbaar, dat bij de Philips hoogspanningsventielen voor röntgendoeleinden tusschen ongeveer 17 en 40 °C ligt. Bij te lage temperatuur wordt de druk zoo klein, dat geen ontsteking in de doorlaatrichting optreedt (de kans op vorming van gasionen is te klein); bij te hooge temperatuur wordt de druk zoo groot, dat er doorslag in de tegenfase optreedt (de buis richt niet meer gelijk). Dit laatste kan men in fig. 2 direct zien: bij toenemende druk verschuift het werkpunt *B* horizontaal naar rechts en komt van een bepaalde druk af boven de doorslagkromme te liggen. (Tenzij *B* lager zou liggen dan het minimum van de kromme; een zoo ver gaande onderverdeeling der spanning is echter practisch niet mogelijk.)

Het vloeibare kwik, dat volgens het bovenstaande in de buis aanwezig moet zijn, mag bij voorkeur niet op de anode of de tusschenelectroden komen te zitten, daar dan plaatselijke verhoogingen van de veldsterkte optreden, die koude emissie en daardoor terugslag kunnen veroorzaken. De kwikdruppel is derhalve

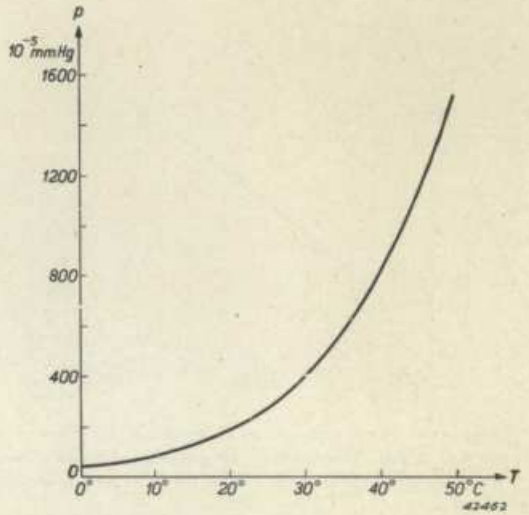

Fig. 5. Dampdruk van kwik als functie van de temperatuur.

ondergebracht in een afzonderlijke ruimte, die van de rest van de buis is gescheiden door een capillair (zie fig. 3). De druppel kan hier tengevolge van zijn oppervlaktespanning niet doorheen, terwijl de kwikdamp onbelemmerde toegang tot de buis heeft.

Verbeterde vacuumventielen

Keeren we nog even terug tot de vacuumventielen. De constructie volgens fig. 1 was voor moderne diagnostiekapparaten niet goed bruikbaar. Zij bleek echter wel degelijk in verschillende opzichten nog voor verbetering vatbaar. Een belangrijke stap vooruit werd gedaan door de constructie te wijzigen in de zin van *fig. 6*. De anode is hierbij niet uitgevoerd als een vlakke plaat, die op eenige afstand tegenover de kathode staat, maar als een beker, die om de kathode heen grijpt. Hierdoor verspreiden de electronen, welke van de gloeidraad naar de anode moeten vliegen, zich over een grootere ruimtehoek, de stroomdichtheid wordt kleiner en de ruimtelading

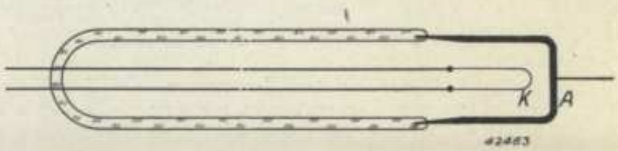

Fig. 6. De karakteristiek van de vacuumventielen wordt aanzienlijk verbeterd door toepassing van een bekervormige anode (*A*). Deze maakt hier deel uit van de buiswand („Metalix"-ventielen), waardoor de koeling wordt vergemakkelijkt.

[5]) De snelheid van dit proces (zg. clean-up) neemt met toenemende spanning sterk toe. Zij is voor verschillende gassen niet even groot, voor xenon bijv. kleiner dan voor argon.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heeft derhalve minder invloed. In *fig. 7* is de karakteristiek van een ventiel met bekeranode vergeleken met die van een ventiel met platte anode. Voor het doorlaten van een stroom van 1 A vereischt het

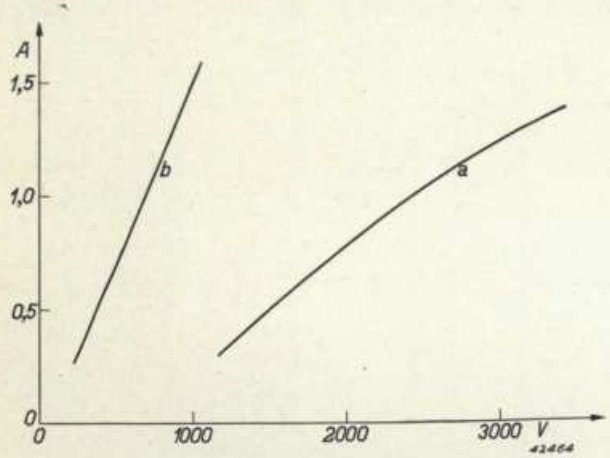

Fig. 7. Karakteristieken van vacuumventielen bij hoog verhitte gloeidraad (ruim 2350 °C): *a*) volgens de oude constructie van fig. 1, *b*) volgens de verbeterde constructie van fig. 6.

verbeterde ventiel een spanning van slechts 650 V, tegenover ongeveer 2500 V bij het oude ventiel. Tevens wordt door de bekervorm van de anode — die in dit geval deel uitmaakt van de wand van de buis zelf — zoo goed als geheel voorkomen, dat secundaire electronen op de glaswand terechtkomen, en is er geen roosterwerking van varieerende wandladingen meer te duchten.

gestelde eischen kunnen voldoen. Het bezwaar, dat aan de gasventielen kleeft, nl. de beperking van hun bruikbaarheid tot het nauwe temperatuurgebied van 17-40 °C, maakt de gasventielen echter ongeschikt voor het gebruik in tropische landen, of voor toepassing in apparaten voor het macroscopisch materiaalonderzoek, die onder zeer uiteenloopende omstandigheden van temperatuur moeten worden gebruikt. De van de temperatuur onafhankelijke vacuumventielen behouden dus in ieder geval een zeker toepassingsgebied en in het belang van een universeele toepasbaarheid van één enkel type ventiel leek een verdere ontwikkeling der vacuumventielen, nl. een nog betere benadering der eischen in de diagnostiek gesteld, zeker wel de moeite waard.

Er zijn nu in de laatste jaren enkele verbeteringen mogelijk gebleken, waardoor men de vacuumventielen, die op de in fig. 6 voorgestelde ontwikkelingstrap waren blijven staan, nieuw leven heeft kunnen inblazen.

De wellicht belangrijkste verbetering is de toepassing van gethorieerd wolfraam voor de gloeidraad. De toevoeging van thorium aan het wolfraam heeft een aanzienlijke verhooging van de electronenemissie tengevolge, zoodat voor eenzelfde buisstroom met een lagere gloeidraadtemperatuur kan worden volstaan en een geringer gloeidraadvermogen behoeft te worden gebruikt [6]). In de practijk wordt steeds gewerkt met een temperatuur van

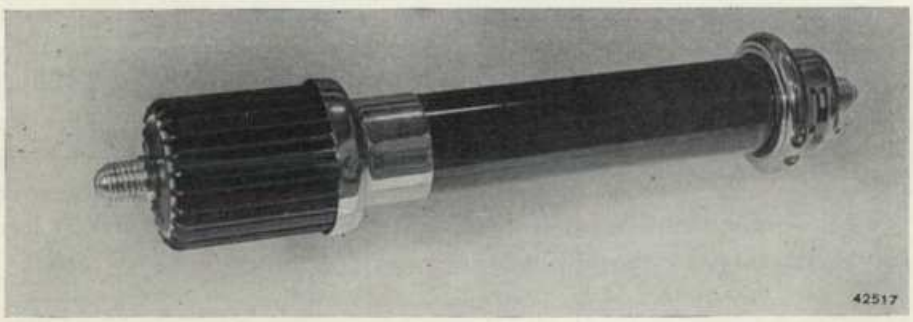

Fig. 8. „Metalix"-vacuumventiel. Daar dit ventiel niet bestemd is voor montage onder olie in het generatorvat, maar voor montage in lucht, is de glaswand vervaardigd van ondoorzichtig glas, teneinde in de röntgenkamer geen storende verlichting te verkrijgen. De anodekan is van koelribben voorzien. De totale lengte bedraagt 55 cm.

Een practische uitvoering van een dergelijk ventiel, het „Metalix"-ventiel, bestemd voor montage in lucht, is in *fig. 8* weergegeven. Deze ventielen trokken indertijd groote belangstelling en men vindt hen in bestaande diagnostiek-apparaten nog steeds in gebruik. Aan hun verdere ontwikkeling werd echter door de opkomst der gasventielen de wind uit de zeilen genomen. Inderdaad hebben wij gezien, dat de gasventielen aan de hoogste in de diagnostiek

ongeveer 1750 °C. De verdamping van de gloeidraad is hierbij zoo gering — hoewel ook hier weer de dampdruk van het zuivere thorium bij de genoemde temperatuur geenszins klein is —, dat zelfs na eenige

[6]) Met het oog op de vermindering van het vereischte gloeidraadvermogen worden ook in sommige moderne zendbuizen gethorieerde wolfraamkathoden toegepast. Zie: E. G. Dorgelo, Eenige technologische problemen bij de ontwikkeling van een nieuwe serie zendbuizen, Philips techn. T. **6**, 257, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

duizenden branduren nog geen noemenswaardige verdampte hoeveelheid als neerslag op de buiswand valt te constateeren, laat staan dat een doorbranden van de draad optreedt. De hieruit voortvloeiende veel geringere gevoeligheid van de levensduur voor schommelingen van de gloeispanning maakt de bovenbeschreven complicaties (spanningsverhooging voor elke opname, stabilisator) overbodig. Het gloeidraadvermogen is teruggebracht van 125 - 150 W bij de zuivere wolfraamkathode tot ruim 30 W bij de kathode van gethorieerd wolfraam.

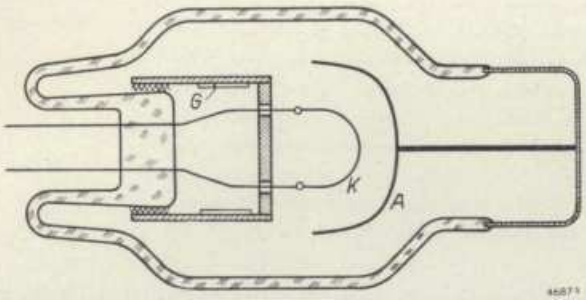

Fig. 9. Schematische voorstelling van een modern vacuumventiel. De gloeidraad *K* bestaat uit gethorieerd wolfraam. De bekervormige anode *A* maakt geen deel meer uit van de (hard glazen) buiswand, waardoor het ventiel gemakkelijker onder olie kan worden gemonteerd. *G* is een gasbinder (bariumspiegel).

De gethorieerde wolfraamdraden zijn bijzonder gevoelig ten aanzien van het vacuum: spoortjes gas in de buis kunnen de electronenemissie sterk verminderen. De toepassing dezer kathoden is dan ook alleen mogelijk geworden door nog meer dan bij de oude vacuumventielen zorg te dragen voor een zeer goed vacuum. De ventielen worden bij de fabricage zeer zorgvuldig ontgast. Tijdens het bedrijf wordt het hooge vacuum in stand gehouden met behulp van een barium-gasbinder.

Een andere wijziging, die in de constructie der „Metalix" ventielen van fig. 6 werd aangebracht en waardoor deze beter geschikt werden voor moderne diagnostiek-apparaten, is in *fig. 9* te zien. De bekervorm van de anode en daarmede tevens de gunstige karakteristiek volgens fig. 7*b* is aangehouden, de anode maakt nu echter niet meer deel uit van de buiswand. Zij is door middel van een dunne pen van slecht warmtegeleidend materiaal (molybdeen) verbonden aan een metalen dop, die aan de hard glazen ballon is gelascht en die voor de stroomtoevoer dient. Dank zij deze constructie kan de anode bij het ontgassen hooger worden verhit, terwijl men tevens met kleinere veldsterkten langs het glas heeft te maken. Hierdoor en door het feit, dat de genoemde metalen dop betrekkelijk koud blijft, wordt het gemakkelijker om het ventiel — evenals de hierboven beschreven gasventielen — geschikt te maken voor bedrijf onder olie. Dit leidt tot een belangrijke verkleining der afmetingen. Het ventiel voor 125 kV krijgt nu een lengte van ruim 20 cm bij een diameter van 9 cm (zie *fig. 10*), dwz. ongeveer dezelfde afmetingen als het driestaps-gasventiel.

Dank zij de bekervorm van de anode kunnen ook bij de nieuwe constructie vrijwel geen secundaire electronen op de glaswand komen, en voorzoover dit toch nog geschiedt, verhindert de afscherming van de kathode afdoende het optreden van een roosterwerking. Voor het afvoeren van de op de anode ontwikkelde warmte, hetgeen bij de constructie volgens fig. 8 gemakkelijk door geleiding en convectie in de omgevende lucht kon geschieden, wordt bij de nieuwe constructie gebruik gemaakt van straling. Dank zij het groote stralende oppervlak van de bekeranode biedt een anodedissipatie van 40 à 50 W, zooals zij in het continue bedrijf (ongeveer 30 mA) voorkomt, geenerlei moeilijkheden, en ook een topstroom van 1 A, waarbij de anodedissipatie ongeveer 600 W bedraagt, kan zonder bezwaar gedurende enkele seconden worden verwerkt, daar de anode een ruimschoots voldoende warmtecapaciteit bezit.

Samenvattend kunnen wij zeggen, dat de vacuumventielen in hun nieuwste uitvoeringsvormen zeer belangwekkende resultaten opleveren en reeds bezig zijn om een aanzienlijk toepassingsgebied te veroveren. Het is mogelijk, dat zij op den duur de gasventielen weer geheel zullen verdringen.

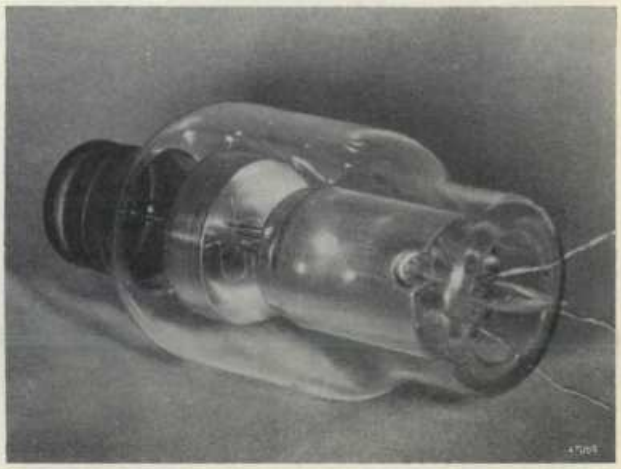

Fig. 10. Modern vacuumventiel voor 125 kV met bekervormige anode en gethorieerde wolfraamkathode. Het ventiel, dat ruim 20 cm lang is, is bestemd voor montage onder olie.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

DRAAGGOLFTELEGRAFIE

door J. te WINKEL.

621.394.44

Om de economie van een telegrafieverbinding te verbeteren streefde men vroeger naar een verhooging der seinsnelheid door constructie van speciale seinapparaten, of men maakte gebruik van inrichtingen om verschillende telegrammen gelijktijdig over één aderpaar te sturen. De meest moderne vorm van deze laatste methode is de toonfrequente of draaggolftelegrafie, waarbij wisselspanningen van verschillende frequenties (draaggolven) ieder in het rhythme van de teekens van een telegram worden gemoduleerd. Na een bespreking der grondslagen van deze methode wordt in dit artikel een installatie voor draaggolftelegrafie beschreven, waarbij in het frequentiegebied van één telefoonverbinding, dus bijv. in één kanaal van een draaggolftelefoniesysteem, 18 dan wel 9 telegrafiekanalen worden ondergebracht. Speciaal wordt ingegaan op de schakelingen voor het moduleeren der telegraafteekens op hun draaggolf en voor het demoduleeren.

De telegrafie, de oudste wijze van communicatie langs electrische weg, is gedurende vele tientallen van jaren de eenige methode geweest, waarover men beschikte voor het overbrengen van berichten over groote afstanden. Toen later ook de telefonie, dank zij pupinisatie en versterkers, voor het overbruggen van groote afstanden kon worden toegepast, nam zij een groot gedeelte van het arbeidsveld der telegrafie over. Immers, het voordeel dadelijk antwoord te kunnen krijgen, alsmede het persoonlijk contact, maakte het telefoneeren voor vele doeleinden aantrekkelijker dan het telegrafeeren. Zoo heeft de communicatietechniek zich in de laatste tijd voornamelijk geconcentreerd op het vervolmaken der telefoniesystemen, die thans een hooge trap van betrouwbaarheid en economie hebben bereikt. Toch heeft daarnaast de telegrafie altijd haar bestaansrecht behouden, speciaal voor die gevallen, waar er prijs op wordt gesteld de overgebrachte berichten en mededeelingen tegelijk schriftelijk vast te leggen, en in het algemeen ook omdat zij economischer werkt en derhalve voor het publiek goedkooper is dan telefonie. Merkwaardig is nu, dat juist de technische ontwikkeling van de telefonie-apparatuur een nieuw en bijzonder economisch telegrafiesysteem aan de hand heeft gedaan en daardoor weer uitbreiding heeft kunnen geven aan het arbeidsveld van de telegrafie. Dit systeem, bekend als toonfrequente of draaggolftelegrafie, berust op dezelfde principes en maakt grootendeels gebruik van dezelfde soort apparaten als de draaggolftelefonie, welke in een reeks artikelen in dit tijdschrift werd besproken [1]).

Alvorens we overgaan tot het beschrijven van een draaggolftelegrafiesysteem, zooals dit door Philips is ontwikkeld en in practijk gebracht, geven wij ter inleiding een beknopt overzicht van de gang van zaken bij de normale wijze van telegrafeeren, de zg. gelijkstroomtelegrafie. Hierbij zullen wij gelegenheid hebben eenige elementaire begrippen en grootheden uit de telegrafie te vermelden en toe te lichten.

Gelijkstroomtelegrafie

In *fig. 1* is het schakelschema van een gelijkstroomtelegrafie-verbinding weergegeven. In het zendende station *A* kan men met de schakelaar *S*,

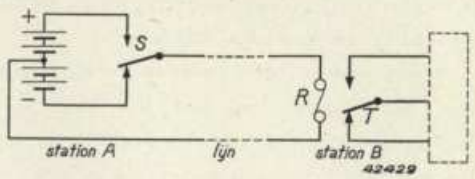

Fig. 1. Schema van een verbinding tusschen twee plaatsen *A* en *B* met gelijkstroomtelegrafie. *S* seinsleutel, *R* polair relais met contactarm *T*.

bijv. een seinsleutel, positieve of negatieve spanning aan de lijn toevoeren. In het ontvangende station *B* is de lijn afgesloten met het polaire relais *R*. Dit legt zijn anker om, zoodra de stroom door de relaiswikkeling van richting omkeert, de stand van de contactarm *T* zal dus op dezelfde wijze wisselen als de stand van de schakelaar *S*. Over het contact *T* wordt nu met een (niet geteekende) spanningsbron een of ander schrijfapparaat bediend.

Seinsnelheid

Voor het telegrafeeren met behulp van een dergelijke schakeling wordt een code toegepast: ieder letterteeken wordt voorgesteld door een opeenvolging van een zeker aantal positieve en negatieve spanningsimpulsen van bepaalde lengte. De oudste en nog veel gebruikte code is de bekende van Morse; voor de moderne schrijfapparaten, bijv. telexapparaten, die zoo zijn geconstrueerd, dat elke opeenvolging van impulsen onmiddellijk aanleiding geeft tot het afdrukken van een bepaalde

[1]) Philips techn. T. **6**, 329, 1941; **7**, 83, 104 en 184, 1942; **8**, 137 en 168, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

letter, zijn andere codes in gebruik. Alle codes hebben echter dit gemeen, dat de lengte van elke impuls gelijk wordt gekozen aan een geheel veelvoud van een vaste eenheid, de elementaire lengte τ; zie bijv. *fig. 2a*.

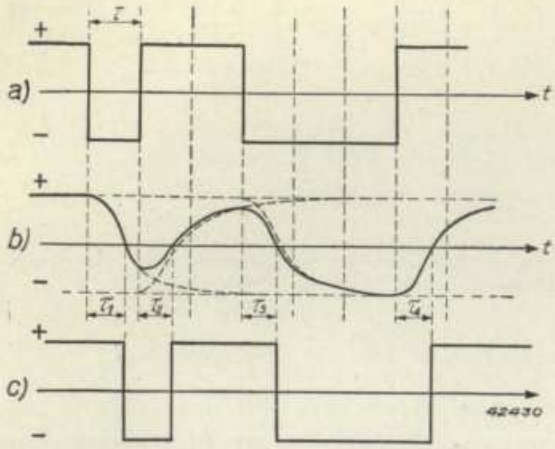

Fig. 2. Verloop van de spanning aan de zendzijde (*a*) en de stroom aan de ontvangzijde (*b*). Bij de nulpunten van de laatste stroomkromme wordt de spanning in het ontvangapparaat door het relaiscontact T omgepoold (*c*). Doordat de „voortplantingstijden" $\tau_1 \ldots \tau_4$ der spanningswisselingen min of meer verschillen, is *c* niet geheel identiek met *a*: er is een vervorming opgetreden.

De snelheid, waarmee wordt getelegrafeerd, is des te grooter, naarmate minder tijd voor de elementaire teekenlengte wordt besteed. Men drukt de snelheid (naar Baudot, één van de pioniers der telegrafie) uit in baud, d.i. het aantal elementaire lengten, dat per seconde wordt uitgezonden.

De seinsnelheid wordt beperkt door eigenschappen van de lijn, die wij straks zullen bespreken, en door de traagheid van de zend- en schrijfapparaten. Voor telextoestellen, die tegenwoordig het meest verbreid zijn, is de seinsnelheid door het C.C.I.T. (Comité consultatif international télégraphique) genormaliseerd op 50 baud.

Teekenvervorming

De twee aders van de lijn bezitten een zekere weerstand en capaciteit, die gelijkmatig over de geheele lengte van de verbinding zijn verdeeld. Ook zijn er een zekere zelfinductie en afleiding, die echter meestal kunnen worden verwaarloosd. Telkens wanneer de schakelaar S in fig. 1 wordt omgelegd, wordt de lijncapaciteit ontladen en weer met tegengestelde polariteit geladen. De weerstand van de lijn is oorzaak, dat dit ontladen en laden eenige tijd vergt; het zal dus na het omleggen van de sleutel aan de zendzijde eenige tijd duren, vóórdat de stroom door het relais aan de ontvangzijde zijn eindwaarde bereikt. Kennen we het verloop van deze stroom bij één spanningswisseling, dan is hiermee ook het verloop van de stroom voor elk letterteeken te construeeren. In fig. 2*b* is dit voor het letterteeken van fig. 2*a* uitgevoerd. Men ziet, dat de stroomkromme een aanzienlijke vervorming ondervindt, met name een afronding van alle overgangen. Nu gaat het in werkelijkheid niet om de vorm der geheele kromme, maar alleen om de ligging van de nulpunten. Immers, zoodra de stroom in het ontvangrelais door nul gaat, wordt het contact T omgelegd, en voor de goede overbrenging der teekens is het voldoende, dat het contact T in het juiste rhythme de sleutel S volgt. In fig. 2*c* is de stand van het contact T als functie van de tijd weergegeven voor een relaisstroom volgens fig. 2*b*. Vergelijken we deze stand met die van de schakelaar S, dan blijkt, dat iedere spanningswisseling als het ware een zekere voortplantingstijd bezit (τ_1 tot τ_4), waarvan de waarde niet voor alle wisselingen dezelfde is. Het gevolg is, dat de lengte van de impulsen, die aan het schrijfapparaat worden toegevoerd, niet meer geheel gelijk is aan de lengte van de uitgezonden impulsen: de teekens worden vervormd. Als „teekenvervorming" wordt gedefinieerd de toe- of afneming van de lengte van een impuls, uitgedrukt in procenten van de elementaire teekenlengte τ, dus:

$$100\,\frac{\tau_2-\tau_1}{\tau},\ 100\,\frac{\tau_3-\tau_2}{\tau} \text{ en } 100\,\frac{\tau_4-\tau_3}{\tau}\ \%.$$

Het is duidelijk, dat de teekenvervorming ook kan ontstaan door andere oorzaken, zooals bijv. ongelijkheid der positieve en negatieve spanningen, onjuiste instelling van het relais of toevallige storingen. De maximaal optredende vervorming is een maat voor de kwaliteit van de verbinding. Zij mag een bepaalde waarde, bijv. 10 à 20%, afhankelijk van het type telegraafapparaat en de gekozen veiligheidsmarge, niet overschrijden, wil men niet de kans loopen, dat er impulsen worden overgeslagen, dus verkeerde letterteekens worden afgedrukt.

Economie der verbinding en maximaal te overbruggen afstand

Om een gegeven telegraaflijn zoo economisch mogelijk te gebruiken is het gewenscht de seinsnelheid zoo hoog mogelijk op te voeren. Tot dit doel zijn in het verleden diverse systemen van sneltelegrafen ontworpen en uitgevoerd. Uit het bovenstaande blijkt nu echter, dat met de seinsnelheid $(1/\tau)$ de teekenvervorming zal toenemen. Verder zal de teekenvervorming (verschillen in de voortplantingstijden τ_1, τ_2 ...) grooter zijn, naarmate de gemiddelde voortplantingstijd der spanningswisselingen grooter is. Deze tijd is bepaald door de *RC*-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

tijd van de kabel en neemt, daar R en C ieder evenredig zijn met de kabellengte, evenredig toe met het kwadraat van de te overbruggen afstand.

We zien dus, dat bij een gegeven grens voor de toelaatbare teekenvervorming — welke grens men door speciale schakelingen en constructies zoo hoog mogelijk kan trachten te leggen — een groote seinsnelheid leidde tot een beperking van de te overbruggen afstand, en omgekeerd een gegeven afstand tot een beperking van de seinsnelheid.

Een andere weg om een kabel economischer te gebruiken, werd geopend door systemen, die veroorloofden, verschillende telegrammen, ieder met een normale seinsnelheid, tegelijkertijd over de lijn te sturen. Het meest moderne en tegenwoordig wel belangrijkste van deze systemen is de zg. toonfrequente of draaggolftelegrafie, die wij nu nader willen beschouwen. Wij merken echter dadelijk op, dat ook hierbij een beperking van de totale seinsnelheid optreedt, een beperking, die bij nader inzien op dezelfde principieele gronden blijkt te berusten als bij de gelijkstroomtelegrafie.

Toonfrequente telegrafie

Bij de toonfrequente telegrafie worden de gelijkspanningsimpulsen vervangen door impulsen van een wisselspanning van eenige honderden of duizenden per/sec. *Fig. 3* toont een eenvoudige schake-

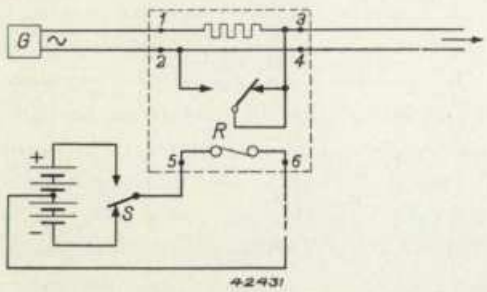

Fig. 3. Eenvoudige schakeling om van gelijkstroomtelegrafie over te gaan tot draaggolftelegrafie. G generator van een wisselspanning van eenige honderden of duizenden per/sec, S seinsleutel, R polair relais, dat de op de lijn te brengen wisselspanning in het rhythme der met S gegeven teekens kortsluit en weer vrijgeeft.

ling, waarmee op deze wijze teekens kunnen worden uitgezonden, terwijl *fig. 4* laat zien, hoe een bepaald teeken van een code er in gelijkstroom- en in toonfrequente telegrafie uitziet. Wij kunnen de wisselspanning beschouwen als een draaggolf, welke met de uit te zenden telegrafieteekens volgens fig. 4*a* wordt gemoduleerd (de „modulatiediepte" is hier 100%). Door nu meerdere draaggolven met verschillende frequenties te gebruiken, die ieder afzonderlijk met verschillende teekens worden gemoduleerd, kunnen een aantal telegrammen tegelijk over hetzelfde aderpaar worden gezonden. Aan de ontvangzijde moet men dan over een reeks selectieve ontvangapparaten beschikken, waarvan elk slechts op één der draaggolven reageert.

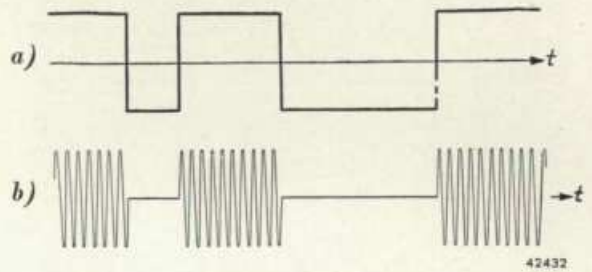

Fig. 4. Eenzelfde codeteeken (opeenvolging van impulsen) in gelijkstroom- en in draaggolftelegrafie.

Frequentieband van een telegrafiekanaal

Beschouwen we eens een signaal in de gelijkstroomtelegrafie, dat bestaat uit afwisselend positieve en negatieve impulsen van de eenheidslengte τ, zie *fig. 5*. Een dergelijk signaal kunnen we opvatten

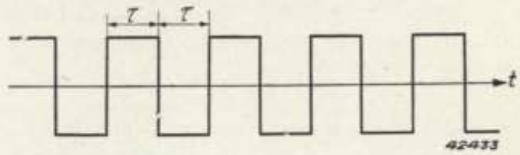

Fig. 5. Opeenvolging van positieve en negatieve impulsen met de eenheidslengte τ.

als een wisselspanning, samengesteld uit een reeks harmonischen. Bij een seinsnelheid van 50 baud is de grondfrequentie van deze wisselspanning 25 per/sec, terwijl verder een groot aantal (theoretisch oneindig vele) hoogere harmonischen voorkomen. Aan een willekeurig ander signaal dan dat van fig. 5 kunnen we evenzoo een geheel frequentiespectrum toekennen, in het meest algemeene geval beginnend bij de frequentie nul.

De vervorming, die een dergelijk signaal bij de voortplanting over een telegraafkabel ondervindt, kunnen we nu ook op een andere wijze beschrijven, dan in het voorgaande is geschied. Door zijn capaciteit en weerstand bezit het aderpaar voor de uitgezonden stroomen een demping, die van de frequentie afhangt en wel met toenemende frequentie stijgt, daar de capaciteit der aders een shunt vormt, welks impedantie met toenemende frequentie daalt: de kabel is te vergelijken met een laag doorlatend filter. In *fig. 6* is de dempingskromme (frequentiekarakteristiek) van een normale telegraafkabel weergegeven. Een signaal, dat uit een aantal frequenties is opgebouwd en dat over de lijn wordt gestuurd, wordt nu niet alleen in zijn geheel verzwakt, maar bovendien vervormd, doordat de

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hoogere harmonischen sterker worden verzwakt dan de lagere harmonischen en de grondfrequentie. Het effect van deze benadeeling der hooge frequenties is juist een afronding van sprongen en hoeken in het stroomverloop, zooals we het in fig. 2*a* en *b* hebben gezien.

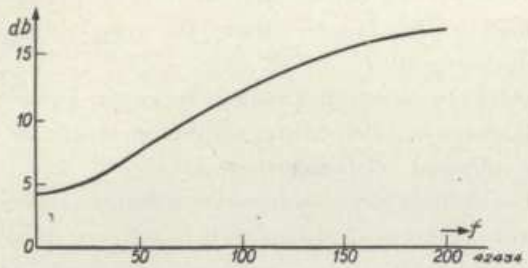

Fig. 6. Demping (in db) van een telegraafkabel als functie van de frequentie f in per/sec.

Ook het verband tusschen vervorming, kabellengte en seinsnelheid is op deze wijze kwalitatief gemakkelijk te begrijpen.

Passen we deze beschouwingen nu toe op de toonfrequente telegrafie. Moduleert men een signaal met frequentie q op een draaggolf met frequentie p, dan ontstaan de twee zijfrequenties $p \pm q$. Bij het moduleeren van een draaggolf volgens de telegraafteekens ontstaan dus aan weerskanten van de draaggolffrequentie twee zijbanden, die zich theoretisch oneindig ver uitstrekken. Deze zijbanden behoeven echter niet volledig te worden overgebracht: alle frequenties, verder dan een bepaald bedrag q_m van de draaggolf verwijderd, mogen worden onderdrukt, bijv. met behulp van een bandfilter. Dit komt immers neer op het onderdrukken der hoogere harmonischen in het signaal analoog met de benadeeling dezer harmonischen door de kabel in de gelijkstroomtelegrafie. Het gevolg is weer een vervorming (afronding) der uitgezonden impulsen, zoodat de gemoduleerde draaggolf bijv. het aanzien krijgt van *fig.* 7. Uit de mate van vervorming, die men met het oog op een betrouwbaar werken van de ontvangapparatuur mag toelaten, volgt de breedte ($2q_m$), die de overgebrachte frequentieband op zijn minst moet hebben. Gebleken is, dat voor een seinsnelheid van 50 baud in het algemeen een bandbreedte van $2q_m = 80$ per/sec voldoende is.

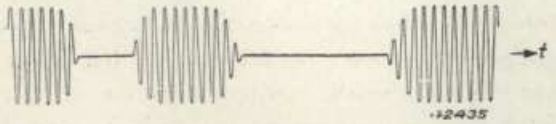

Fig. 7. Hetzelfde codeteeken als in fig. 4*b*, vervormd tengevolge van het afsnijden der harmonischen boven 40 per/sec door het bandfilter.

Verschillende telegrafiekanalen op één aderpaar

Indien wij verscheidene telegrammen op verschillende draaggolven tegelijk over een lijn willen sturen, zonder dat deze elkaar wederkeerig storen, moeten wij de draaggolven voldoende ver, nl. minstens 80 per/sec, uit elkaar gelegen frequenties geven en voor elke draaggolf een bandfilter met het juiste doorlaatgebied, ter breedte van 80 per/sec, nemen. Aan de ontvangzijde worden de respectieve draaggolven met hun zijbanden weer gesplitst door middel van een reeks parallel geschakelde bandfilters, identiek met de zendbandfilters. Achter elk ontvangbandfilter wordt een schakeling voor het demoduleeren van de draaggolf en een schrijfapparaat aangesloten.

Hoeveel van dergelijke telegrafiekanalen kunnen nu in een gegeven frequentiegebied ter breedte Δf worden ondergebracht? Indien de demping der bandfilters aan de grenzen van het doorlaatgebied abrupt op een voldoend hooge waarde (minstens 30 db) kon springen, zou de afstand van twee naburige draaggolven niet meer dan 80 per/sec behoeven te bedragen. In werkelijkheid is er bij een filter steeds een zeker overgangsgebied tusschen doorlaat- en dempingsgebied, welke overgang slechts door een kostbaarder filterconstructie smaller kan worden gemaakt. Practisch kunnen bijv. bandfilters met de in *fig.* 8 weergegeven dempingskromme

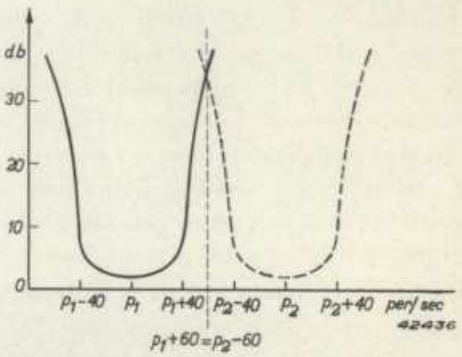

Fig. 8. Dempingskromme van een bandfilter voor het telegrafiekanaal met draaggolf p_1. Gestippeld is de overeenkomstige kromme aangegeven voor het naburige kanaal met draaggolf p_2.

worden toegepast. De noodige demping wordt hier op 60 per/sec afstand van de draaggolf bereikt, zoodat een draaggolfafstand van 120 per/sec wordt vereischt.

Een vergelijking met de draaggolftelefonie, zooals deze eerder is beschreven, doet ons opmerken, dat daar — waar de breedte van een kanaal veel grooter is (4000 per/sec) — aan de zendzijde de draaggolf zelf en één zijband worden onderdrukt. Hierbij is het wegens de eindige breedte van het overgangsgebied der hiervoor dienende bandfilters practisch onvermij-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

delijk, dat ook het laagste frequentiegebied van de wèl overgebrachte zijband wordt afgesneden. Bij telefonie is dat geen bezwaar, daar de spraakfrequenties beneden 300 per/sec voor een verstaanbare verbinding niet noodig zijn. Bij de telegrafie echter, waar alle modulatiefrequenties van nul af overgebracht moeten worden, is het practisch niet mogelijk alleen één zijband uit te zeven. Vandaar, dat men hier de draaggolf en beide zijbanden uitzendt.

In een frequentiegebied ter breedte Δf kunnen derhalve $\Delta f/120$ telegrafiekanalen worden gelegd, zoodat men dan kan spreken van een „totale" seinsnelheid van $50\Delta f/120$ baud. De vraag ligt voor de hand, of men nog kan winnen door de seinsnelheid in elk kanaal grooter dan 50 baud te maken. Bij een willekeurig telegrafieteeken zijn echter alle frequenties der samenstellende wisselspanningen evenredig met de seinsnelheid, dus de vereischte frequentieband voor een kanaal wordt ook grooter dan 80 per/sec, en wel evenredig met de seinsnelheid. Gebruikt men steeds bandfilters met een dempingskromme als in fig. 8, waarbij alleen de frequentieschaal verandert, zoodat de verhouding tusschen de breedte van overgangsgebied en doorlaatgebied dezelfde blijft, dan is de totale seinsnelheid onafhankelijk van de seinsnelheid in elk kanaal. Met andere woorden, de totale hoeveelheid „informatie", die kan worden overgebracht, is constant. Weliswaar kan bij grootere bandbreedte der filters het overgangsgebied zonder veel moeite in verhouding smaller worden gemaakt, zoodat men bij het opvoeren van de seinsnelheid wel iets verder zou komen. Dit zou echter geenszins opwegen tegen de complicaties en verhooging der kosten, die een hoogere snelheid voor de zend- en schrijfapparaten mee zou brengen.

Het verkrijgen van een bepaalde totale seinsnelheid impliceert derhalve het gebruik van een frequentiegebied van bepaalde breedte, en hoe ver men hiermee kan gaan, hangt af van de omstandigheden. Telegrafeert men bijv. via een radioverbinding, dan is het beschikbare frequentiegebied gegeven door de bandbreedte van de radiozender. Ook bij telegrafie via kabels wordt er een economische grens aan het frequentiegebied gesteld, daar bij eenigermate groote frequentiegebieden en groote afstanden een egalisatie van de kabeldemping [2]) en versterking (of relayeering) van de signalen noodig wordt, die de kosten met toenemende breedte van het frequentiegebied belangrijk doet stijgen. De situatie is hier analoog aan die bij draaggolftelefonie, alleen gelden daar deze beschouwingen in nog sterkere mate, gezien de veel hoogere modulatiefrequenties bij telefonie.

[2]) Philips techn. T. **6**, 293, 1941 en **7**, 184, 1942.

Draaggolftelegrafie in een telefoniekanaal

Het is een voor de hand liggende en veel gebruikte keuze om bij telegrafie over kabels het totale frequentiegebied gelijk te maken aan dat van een normale telefoonverbinding (300-2600 per/sec). Hierin kan men, bij een bandbreedte per kanaal van 120 per/sec (en beginnende bij 360 per/sec, zie hieronder), niet minder dan 18 telegrafiekanalen onderbrengen.

Deze 18 telegrafiekanalen tezamen kunnen op volkomen dezelfde wijze worden overgebracht als één normaal telefoongesprek.

Een bijzonder economische telegrafieverbinding wordt verkregen, indien men van een installatie voor draaggolftelefonie met bijv. 12 of meer kanalen één telefoniekanaal kan reserveeren voor draaggolftelegrafie. De groep van 18 telegrafiedraaggolven, elk gemoduleerd met zijn eigen telegrafiesignalen, wordt dan in zijn geheel gemoduleerd op één der draaggolven van de telefonie-apparatuur, zooals in het blokschema van *fig. 9* is aangegeven.

Daar het groote aantal van 18 telegrafiekanalen veelal niet noodig zal zijn, of eventueel bijv. ook twee in plaats van één der vele telefoniekanalen in een bepaalde verbinding voor telegrafie beschikbaar kunnen worden gesteld, heeft Philips eenige jaren geleden o.a. een apparatuur uitgewerkt, waarbij in het genoemde frequentiegebied slechts 9 in plaats van 18 telegrafiekanalen liggen. Dit brengt het voordeel mee, dat de draaggolfafstand nu 240 per/sec kan bedragen, zoodat de bandfilters veel breedere overgangsgebieden mogen hebben en daardoor eenvoudiger en goedkooper kunnen worden.

Als draaggolffrequenties kunnen in het genoemde frequentiegebied van 300 tot 2600 per/sec worden genomen de door het C.C.I.T. genormaliseerde waarden: 420, 540, 660 enz. tot 2460 per/sec, dwz. oneven veelvouden van 60 per/sec. De oneven veelvouden hebben ten opzichte van de even veelvouden het voordeel, dat tweede harmonischen en som- en verschilfrequenties van de draaggolven, welke frequenties ontstaan door niet-lineaire vervorming in versterkers enz., juist tusschen de draaggolven in vallen, waar de demping van de bandfilters groot is.

Apparatuur voor draaggolftelegrafie

De apparatuur voor draaggolftelegrafie bevat, zooals wij hebben gezien, voor elk kanaal een draaggolfgenerator, een modulator en een bandfilter voor het zenden, alsmede een bandfilter en een demodulator voor het ontvangen. Daar komen een reeks andere hulpmiddelen bij, zooals relais, regelaars, meters voor het instellen van de stroomen, enz.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Wij willen hier slechts twee onderdeelen van de apparatuur wat nader beschouwen, nl. de modulator en de demodulator.

Modulator

Voor het moduleeren der telegrafieteekens op de draaggolf kan in plaats van het relais, dat in de schakeling volgens fig. 3 te pas kwam, een orgaan worden gebruikt, dat geen bewegende deelen bezit en dus het voordeel heeft, dat geen onderhoud en bijstelling noodig zijn. Dit orgaan, de telegraafmodulator, is vrijwel identiek met de modulatoren, die in de draaggolftelefonie worden gebruikt en die reeds in dit tijdschrift werden behandeld [3]). Daar werd ook reeds de principeschakeling van de telegraafmodulator („blokkeerder") beschreven, die we in *fig. 10a* nog eens weergeven. Aan de klemmen *1-2* wordt de toonfrequente wisselspanning toegevoerd, die als draaggolf dient, aan de klemmen *5-6* de gelijkstroomimpulsen van de telegrafieteekens. De weerstand van de seleenventielen s_1, s_2 voor de wisselstroom hangt af van de polariteit der gelijktijdig hierop staande gelijkspanning. Is punt *6* positief, dan is genoemde weerstand hoog; is punt *5* positief, dan is hij laag. De wisselspanning aan de uitgangsklemmen *3-4* zal dus in sterkte wisselen volgens het rhythme, waarmee de spanning aan *5-6* wordt omgepoold.

In fig. 10*b* is een iets gewijzigde schakeling weergegeven, die, zooals men gemakkelijk inziet, de eigenschap heeft, dat de weerstand van het gelijkstroomcircuit tusschen de punten *5-6* bij het ompolen practisch constant blijft; dit is gewenscht, omdat het bij *5-6* aan te sluiten seinapparaat in het algemeen voor een bepaalde uitwendige weerstand is geconstrueerd.

Bij draaggolftelefonie worden aan de klemmen *1-2* van fig. 10*a* de toonfrequente microfoonstroomen toegevoerd, aan *5-6* de (hoogfrequente) draaggolf. In ons geval daarentegen voert men de (toonfrequente) „draaggolf" aan *1-2* toe, terwijl de veel langzamer wisselende gelijkstroomsignalen aan *5-6* worden toegevoerd. De reden voor dit verschil ligt hierin, dat bij telefonie de draaggolf zelf niet moet worden overgebracht; dit wordt juist door de gebalanceerde schakeling ten opzichte van de punten *5-6* verkregen. Bij telegrafie moet de draaggolf wèl worden overgebracht; bovendien zouden de laagfrequente telegrafiesignalen, zoo men deze aan *1-2* zou willen toevoeren, door de transformator T_1 niet worden doorgegeven.

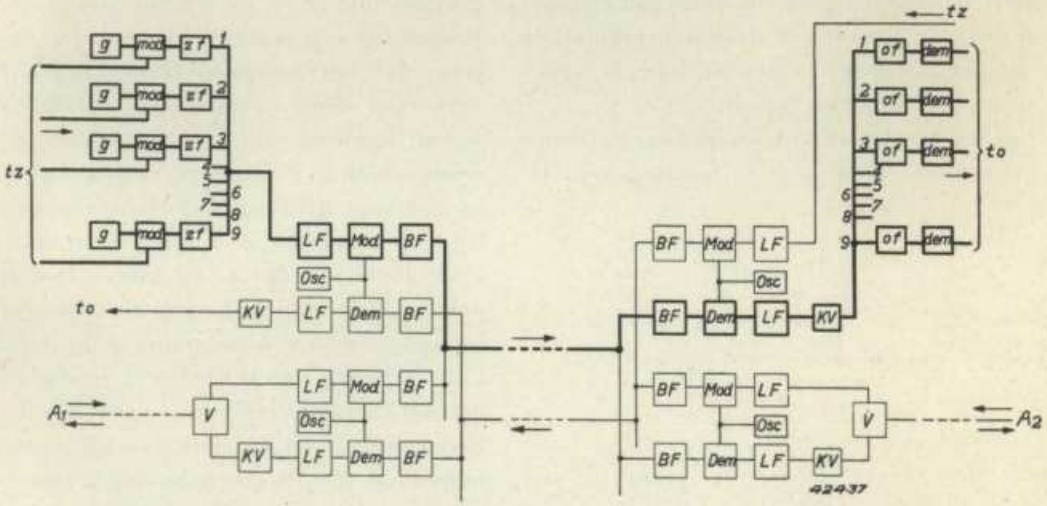

Fig. 9. Blokschema van een draaggolftelegrafie-verbinding, die gebruik maakt van één kanaal van een installatie voor draaggolftelefonie. Van deze laatste zijn twee kanalen geteekend, het ééne voor de draaggolftelegrafie (waarvan 4 kanalen in één richting aangegeven zijn, met dikke lijnen), het tweede voor een normale telefoonverbinding tusschen twee abonné's A_1 en A_2. De kleine letters slaan op de telegrafie-apparatuur: *tz* seintoestellen, *to* schrijftoestellen, *g* generatoren, *mod* modulatoren, *zf* zendbandfilters, *of* ontvangbandfilters, *dem* demodulatoren. De groote letters duiden de onderdeelen van de draaggolftelefonie-installatie aan: *V* vorken, *LF* laag doorlatende filters, *Mod* modulatoren, *BF* bandfilters, *Dem* demodulatoren, *KV* kanaalversterkers, *Osc* oscillatoren voor het toevoeren van de telefoniedraaggolf.

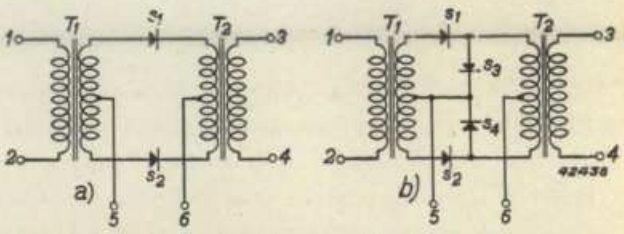

Fig. 10. Modulatorschakelingen. T_1, T_2 transformatoren, $s_1 \ldots s_4$ seleenventielen. Bij *1-2* voert men de draaggolf toe, bij *5-6* de over te brengen gelijkstroom-telegrafieteekens, terwijl bij *3-4* het gemoduleerde signaal wordt afgenomen. De modulator vervangt in fig. 3 het in het gestippelde blok gelegen gedeelte, met de overeenkomstig genummerde aansluitingen *1* tot en met *6*.

[3]) Philips techn. T. 7, 83, 1942.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Demodulator

Aan de ontvangzijde van de telegrafie-installatie moeten de telegrafiedraaggolven, na door de ontvangbandfilters te zijn gesplitst, elk afzonderlijk worden gedemoduleerd om de telegrafieteekens zelf terug te krijgen. Terwijl echter voor het demoduleeren in draaggolftelefoniekanalen, die alleen een zijband zonder de draaggolf bevatten, de draaggolf zelve weer moet worden toegevoerd [4]), is dit voor het demoduleeren van de telegrafiekanalen niet noodig. Deze bevatten immers de draaggolf en beide zijbanden, zoodat het demoduleeren neerkomt op een eenvoudige detectie, zooals die bijv. in radio-ontvangtoestellen wordt toegepast.

Een voor dit doel geschikte schakeling, werkende met anodedetectie, is in *fig. 11a* weergegeven. De

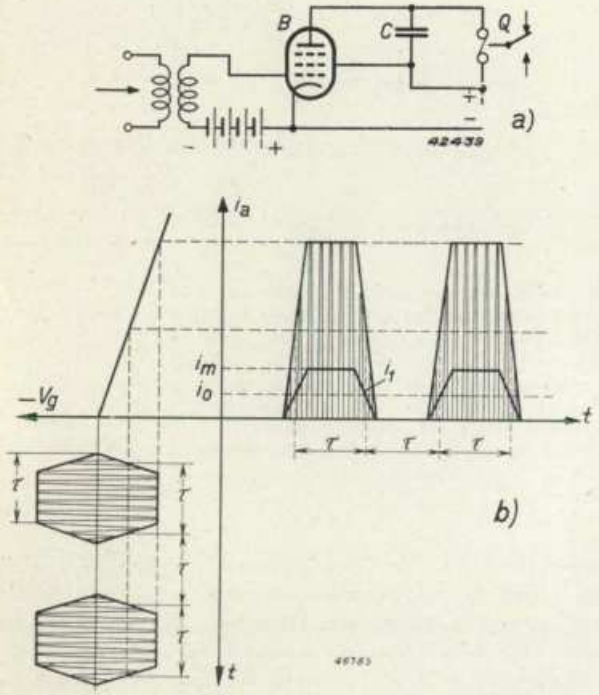

Fig. 11. *a*) Eenvoudige schakeling voor het demoduleeren (detecteeren) van de draaggolf-telegrafiesignalen. De buis *B* werkt in klasse B-instelling.

b) Verloop van de roosterwisselspanning V_g en de anodestroom i_a bij een signaal bestaande uit impulsen van de eenheidslengte τ. De laagfrequente component i_1 van de anodestroom vloeit door het relais *Q*. Dit wordt zoo ingesteld, dat het zijn anker omlegt bij een stroomsterkte $i_0 = i_m/2$.

versterkerbuis *B* heeft een zoo groote negatieve roosterspanning, dat de anodestroom bij afwezigheid van wisselspanning op het rooster juist nul is (klasse B-instelling). Stel nu, dat wordt geseind het in fig. 5 weergegeven telegrafieteeken, dat bestaat uit positieve en negatieve impulsen van de eenheidslengte τ. Op het rooster staat dan een wisselspanning, zooals in fig. 11*b* is aangegeven (links onder), waarbij de omhullende van het, op bepaalde wijze vervormde, signaal eenvoudigheidshalve is ondersteld uit rechte lijnen te bestaan. Onderstellen we ook voor de buiskarakteristiek een rechte lijn, dan krijgt de anodestroom i_a het in de figuur aangegeven verloop. Hij kan worden gesplitst in een laagfrequente component i_1, die door het ontvangrelais *Q* vloeit, en een component met de draaggolffrequentie, die vloeit door de condensator *C* parallel aan het relais. De laagfrequente component i_1 is gelijkvormig met de omhullende van de anodestroom (nl. een factor π kleiner). Uit de figuur is te zien, dat het oorspronkelijke telegrafieteeken onvervormd wordt weergegeven, mits het relais *Q* zoo wordt ingesteld, dat het zijn anker omlegt bij een relaisstroom i_0, die de helft van de maximale waarde i_m bedraagt. (Bij een niet recht verloop der omhullende zou hiervoor in de plaats een andere, maar in ieder geval zeer bepaalde, fractie treden.) Is *Q* een polair relais, dan kan deze instelling worden verwezenlijkt door een constante gelijkstroom door een hulpwikkeling van het relais te sturen zoodanig, dat het veld van de stroom i_0 juist wordt opgeheven. Een eenvoudiger en derhalve bij onze apparatuur inderdaad toegepaste oplossing is het, voor *Q* een enkelvoudig (niet-polair) relais te nemen en de trekkracht van de veer, die het anker in de ruststand houdt, op de juiste waarde in te stellen.

Compensatie van niveauveranderingen

De beschreven detectieschakeling werkt alleen vervormingsvrij, zoolang het niveau van de ontvangen draaggolf constant blijft. In werkelijkheid schommelt dit niveau min of meer, doordat bijv. de kabeldemping met de temperatuur varieert. Is het normale niveau zoodanig, dat de laagfrequente, door het ontvangrelais vloeiende, anodestroom i_1 het verloop *ABCD* in *fig. 12* heeft, dan zal bij een

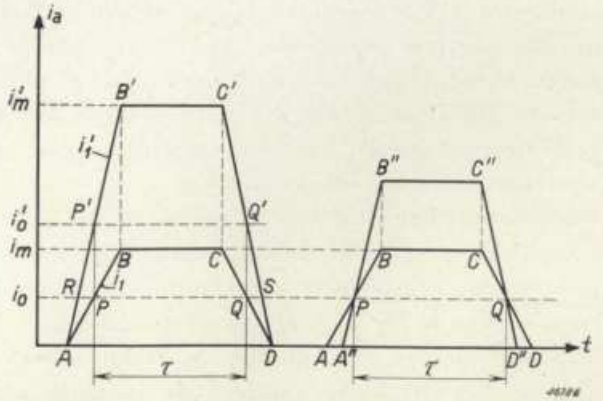

Fig. 12. Neemt de laagfrequente component i_1 van de anodestroom toe tot i_1', dan wordt de ontvangen impuls te lang, nl. *RS* in plaats van *PQ*. Deze vervorming kan worden opgeheven door i_1' te verminderen met een gelijkstroom $i_0'-i_0 = (i_m'-i_m)/2$.

[4]) Zie bijv. Philips techn. T. 8, 137, 1946.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

hooger niveau bijv. het verloop $AB'C'D$ optreden. De lengte van het ontvangen teeken is nu te groot, nl. RS in plaats van PQ. Er treedt dus een teekenvervorming op ten bedrage van $100\,\frac{RS-PQ}{PQ}$ %.

Deze vervorming zou worden opgeheven, indien men de lijn $AB'C'D$ met het bedrag $PP' = {}^1/_2\,BB'$ omlaag kon schuiven. Men zou dan voor het stroomverloop de lijn $A''B''C''D''$ krijgen, die de oorspronkelijke lijn $ABCD$ ter hoogte i_0 doorsnijdt, dus in de juiste punten P en Q.

De laagfrequente anodestroom i_1' moet dus worden verminderd met een gelijkstroom $i_0' - i_0$, gelijk aan de helft van de toeneming van zijn maximale waarde $(i_m' - i_m)$. Het principe van een schakeling, die dit bewerkstelligt, is in *fig. 13a* weergegeven [5]). In de roosterketen van de versterkerbuis is hier een extra gelijkrichtcircuit aangebracht, bestaande uit het seleenventiel s en de weerstand R_1, overbrugd door de condensator C_1. Het ventiel

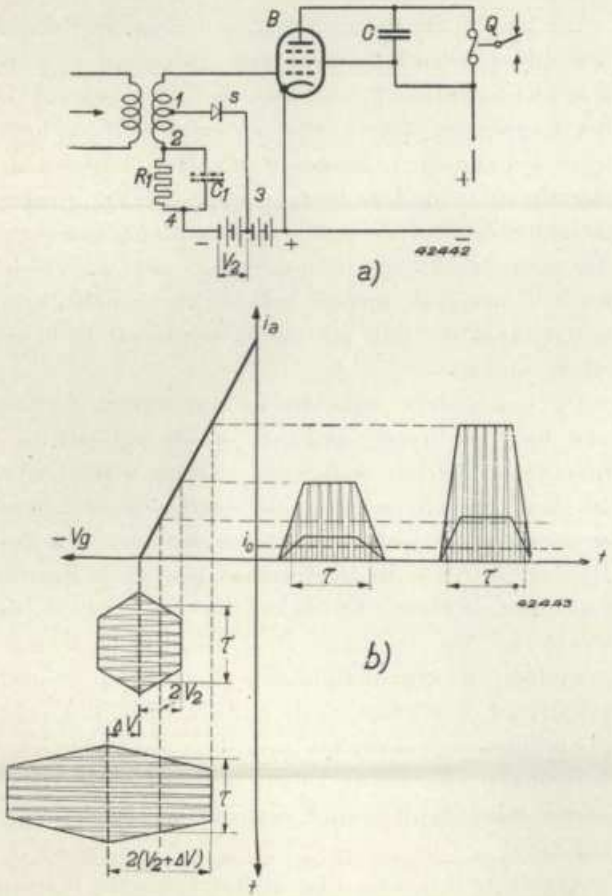

Fig. 13. *a*) Detectieschakeling met automatische opheffing van de teekenvervorming, welke door niveauveranderingen ontstaat blijkens fig. 12; s is een seleenventiel. De aftakking *3* van de roostervóórspanning wordt zoo gekozen, dat $2V_2$ gelijk is aan de amplitude der roosterwisselspanning bij het laagste voorkomende ontvangniveau.
b) Ter toelichting van de werking der afgebeelde schakeling. Stijgt de amplitude der roosterwisselspanning van $2V_2$ tot $2(V_2+\Delta V)$, dan wordt de roostervóórspanning door het laden van de condensator C_1 met het bedrag ΔV sterker negatief.

is aangesloten tusschen een aftakking *1* in het midden van de ingangstransformator en een zekere aftakking *3* op de roosterspanningsbatterij. In de rusttoestand (géén roosterwisselspanning) staat daardoor op het ventiel een gelijkspanning V_2 in de sperrichting. Komt er een zekere wisselspanning (draaggolf) op het rooster te staan, waarvan de amplitude kleiner is dan $2V_2$, dan zal er nooit stroom door het ventiel vloeien, daar punt *1* nooit positief wordt ten opzichte van punt *3*. Wordt echter door een stijging van het ontvangniveau de amplitude der roosterwisselspanning grooter dan $2V_2$, nl. $2(V_2+\Delta V)$, dan vloeit in de positieve toppen een stroom door het ventiel. Hierdoor wordt de condensator C_1 geladen, punt *2* wordt negatief ten opzichte van punt *4* en wel zoover, totdat *1* en *3* in de toppen der roosterwisselspanning weer dezelfde potentiaal hebben. Dit is het geval bij een condensatorspanning ΔV. De roostervóórspanning wordt dus automatisch met het bedrag ΔV, dat is de halve toeneming van de draaggolfamplitude, sterker negatief; zie fig. 13*b*. Men ziet direct uit de figuur, dat dan ook de omhullende van de anodestroom en dus ook de laagfrequente component van de anodestroom omlaag schuift, met de helft van het bedrag, waarmee haar maximale waarde bij afwezigheid van s, C_1 en R_1 zou zijn toegenomen. Dit is juist de verschuiving, die we wilden hebben.

Maken we dus de op de batterij afgetakte spanning V_2 gelijk aan de halve topwaarde der draaggolfamplitude bij het laagste voorkomende niveau, dan treedt ook bij hoogere niveaus geen teekenvervorming op. Op deze wijze kunnen niveauvariaties tot 6 db boven en beneden het normale niveau worden toegelaten. De nauwkeurigheid van de regeling is alleen beperkt door de tijdconstante R_1C_1, die men voldoende groot moet kiezen, opdat de door C_1 geleverde extra roosterspanning ook blijft bestaan in de tusschenpoozen van de impulsen, dwz. waar de draaggolfamplitude een tijdlang gelijk nul is. In de soms langdurige tusschenpoozen tusschen opeenvolgende telegrammen wordt, dank zij een geschikte schakeling van de zender, continu de draaggolf uitgezonden (overeenkomstig de aanbevelingen van het C.C.I.T.), de roosterspanning heeft dus al dadelijk bij het begin van het overseinen van een telegram de juiste waarde.

[5]) Een soortgelijke compensatie van niveauveranderingen is noodig bij de zg. signaleering in een telefonie-installatie, zie Philips techn. T. 8, 168, 1946. De daar beschreven oplossing is iets eenvoudiger dan hier. Het verschil vindt zijn oorzaak daarin, dat de ontvangen impulsen bij de signaleering (de kiesimpulsen) veel steilere fronten hebben dan de impulsen in de telegrafie. Bij een steiler front zijn de optredende vervormingen en de vereischte correcties klaarblijkelijk kleiner (verg. fig. 12).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

INHAALBUIZEN

door F. M. PENNING.

621.385.83

Bij het gebruik van een normale radiobuis als oscillator, nadert het rendement beneden een bepaalde golflengte snel tot nul. Dit gedrag wordt o.a. veroorzaakt door de looptijd der electronen. Tracht men deze geringer te maken door verkleining der buisafmetingen, dan neemt de energie, die de buis leveren kan, weer sterk af. Teneinde aan deze bezwaren te ontkomen, heeft men in de laatste tijd voor het opwekken van decimeter- en centimetergolven een ander principe toegepast, waarbij van de electronenlooptijd een nuttig gebruik wordt gemaakt. Men laat nl. de door een magnetisch of electrisch veld bijeengehouden bundel snelle electronen een longitudinaal wisselveld doorloopen, waardoor in de bundel een snelheidsmodulatie ontstaat. Tengevolge hiervan kunnen later vertrokken electronen eerder vertrokkene inhalen, zoodat langs de bundel dichtheidsschommelingen gaan optreden. De bundel wordt vervolgens door de openingen van een trilholte gevoerd en later op een groote anode opgevangen. Tengevolge van de genoemde dichtheidsschommelingen ontstaan in de trilholte door inductie electromagnetische trillingen. Door terugkoppeling van deze laatste naar het gedeelte, waar het moduleerend wisselveld wordt opgewekt, — ook een trilholte of een Lecher systeem —, kan een oscillator worden verwezenlijkt. In dit artikel wordt uiteengezet, hoe de electronenverdichtingen afhangen van de tijd en de plaats in de „inhaalbuis" en hoe men met enkele vereenvoudigde onderstellingen het rendement bij benadering kan berekenen uit twee karakteristieke grootheden: de verhouding ϱ van uitwendige weerstand tot buisweerstand en het product van het aantal ξ van de verdichtingen of electronenpakketten in de inhaalruimte met de terugkoppelfactor K. Ter toelichting wordt een experimenteel voorbeeld besproken.

Toen Heinrich Hertz ruim een halve eeuw geleden zijn klassieke proeven over electromagnetische golven uitvoerde, gebruikte hij een golflengte van ongeveer 30 cm. Om verschillende redenen heeft de radiotechniek zich eerst vooral in de richting van zeer veel langere golven ontwikkeld. Pas in de laatste jaren is er voor radiogolven van enkele decimeters tot enkele centimeters lengte weer grootere belangstelling gekomen.

Wanneer men voor het opwekken van deze zeer korte golven de normale radiobuizen wil gebruiken, stuit men, zooals reeds meermalen in dit tijdschrift is uiteengezet, op verschillende moeilijkheden, o.a. veroorzaakt, doordat de looptijden der electronen in de buizen niet meer, zooals bij lage frequenties, verwaarloosbaar klein zijn, vergeleken met de trillingstijden [1]). Hierdoor ontstaat in de roosterkring een demping, tengevolge waarvan trillingen met te hooge frequentie niet meer kunnen worden versterkt en de buis boven een bepaalde frequentie niet meer kan oscilleeren. Men tracht hieraan tegemoet te komen, door de afmetingen te verkleinen, maar hieraan is uiteraard een grens gesteld en bovendien moet men zich bij kleine afmetingen beperken tot kleine energieën.

Men heeft nu getracht, deze looptijdeffecten, die bij de normale oscillatoren schadelijk zijn, nuttig te gebruiken door verandering van de buisconstructie of de schakeling.

Dit kan op allerlei manieren gebeuren. Het oudst bekende voorbeeld hiervan zijn de buizen volgens Barkhausen en Kurz; een ander voorbeeld is het magnetron, dat al eens eerder in dit tijdschrift werd behandeld [2]). In beide gevallen slingeren de electronen in de buis heen en weer. Daarbij worden de afstanden en de snelheden zoodanig gekozen, dat gemiddeld per periode door het wisselveld zooveel mogelijk energie aan de electronen wordt onttrokken, die dan als oscillatie-energie te voorschijn komt.

Op een andere wijze wordt een nuttig gebruik van looptijdeffecten gemaakt in de zg. inhaalbuizen [3]), die het onderwerp van dit artikel zijn. In deze buizen slingeren de electronen niet heen en weer, maar loopen steeds in dezelfde richting. De modulatie van de electronenstroom komt daarbij tot stand, doordat, bij de ingang van de buis, de snelheid, die voor alle electronen dezelfde was, periodiek in afhankelijkheid van de tijd wordt gevarieerd. Verderop in de buis ontstaan daardoor periodieke stroomsterktevariaties, want de later vertrokken electronen zullen, telkens wanneer zij sneller zijn dan de eerder vertrokkene, deze laatste inhalen.

Tenslotte bestaan er oscillatorbuizen, waarbij men tegelijk gebruik maakt van het zooeven ge-

[1]) Zie voor deze zg. „looptijdeffecten" o.a. C. J. Bakker, Eenige eigenschappen van ontvanglampen bij korte golven, Philips techn. T. **1**, 171, 1936; M. J. O. Strutt en A. van der Ziel, Het gedrag van versterkerbuizen bij zeer hooge frequenties, Philips techn. T. **3**, 104, 1938.

[2]) Philips techn. T. **4**, 201, 1939.

[3]) De literatuur over de inhaalbuizen is de laatste jaren vrij omvangrijk geworden. Wij noemen hier slechts de eerste artikelen van de grondleggers van dit gebied: W. C. Hahn en G. F. Metcalf, Proc. Inst. Radio Eng. **27**, 106, 1939; R. H. Varian en S. Varian, J. applied Phys. **10**, 321, 1939; D. L. Webster, J. applied Phys. **10**, 501 en 864, 1939.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

noemde inhaaleffect en van het heen en weer slingeren der electronen, dat voor de Barkhausen-Kurz-buizen kenmerkend is. De bedoelde oscillatorbuizen zijn ook zeer belangrijk voor de practijk. Een voorbeeld hiervan zal in dit tijdschrift binnenkort nader worden besproken.

Voordat wij nu overgaan tot de uiteenzetting van de principes, waarop de werking der inhaalbuizen berust, willen wij nog een algemeene opmerking maken over de wijze, waarop men hier de hoogfrequente energie van de electronen naar de trillingskring overbrengt.

Bij de gewone zendbuizen treffen de electronen uiteindelijk een anode, die deel uitmaakt van de trillingskring, hetgeen bij de kleine afmetingen der buizen de bovengenoemde beperking in de energie tengevolge heeft. Bij de inhaalbuizen en ook bij andere oscillatorbuizen, die op looptijdeffecten zijn gebaseerd, laat men daarentegen de electronen langs de „trillingskring" (waarvoor dan vaak een trilholte wordt gebruikt) loopen en daaraan inductief energie afgeven [4]). De anode wordt verder weg in de buis opgesteld en kan een willekeurige grootte hebben.

Principe van de inhaalbuis

Fig. 1, waarin ook de gebruikte notaties zijn opgenomen, geeft de inrichting van een inhaalbuis schematisch weer. Het oscillatorsysteem bevat een tweetal zeer dicht bijeengelegen, volkomen doorlatend gedachte roosters A_1B_1 (modulator) en een

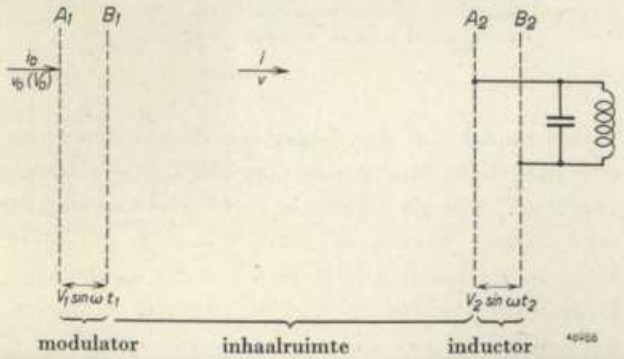

Fig. 1. Principeschema van de inhaalbuis. Een electronenbundel met stroomsterkte i_0 ampere en energie V_0 electronvolt (snelheid v_0) passeert eerst twee dicht bijeen gelegen roosters A_1B_1 (modulator), waartusschen een wisselspanning $V_1 \sin \omega t_1$ staat. De hierdoor opgewekte snelheidsmodulatie der electronen wordt in de veldvrije „inhaalruimte" B_1A_2 omgezet in een modulatie van de convectiestroom i. Deze gemoduleerde stroom geeft energie af aan een tusschen de roosters A_2 en B_2 aangesloten trillingskring (inductor), die schematisch door een zelfinductie en een capaciteit is aangegeven, ofschoon in werkelijkheid geen gescheiden L en C worden toegepast, maar bijv. een trilholte.

[4]) Zie bijv. p. 159 van het artikel C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Platte trilholten als electrische resonatoren, Philips techn. T. 8, 149, 1946.

tweede dergelijk paar A_2B_2 (inductor), van A_1B_1 gescheiden door een veldvrije ruimte B_1A_2 (inhaalruimte). Het rooster A_1 bevindt zich op een potentiaal V_0 ten opzichte van de kathode. Wordt nu tusschen B_1 en A_1 een wisselspanning $V_1 \sin \omega t_1 = \alpha V_0 \sin \omega t_1$ aangelegd ($\alpha = V_1/V_0$ = modulatiediepte), dan is de spanning op B_1 gelijk aan $V_0(1+\alpha \sin \omega t_1)$. De electronen bereiken het rooster A_1 met een snelheid v_0, die aan de spanning V_0 beantwoordt, en verlaten het rooster B_1 met een snelheid v, die van t_1 afhangt volgens

$$v = v_0 \sqrt{1 + \alpha \sin \omega t_1} = v_0 \sqrt{1 + \alpha \sin 2\pi t_1/T} \quad (1)$$

(T = trillingstijd). De bundel electronen krijgt op deze manier een snelheidsmodulatie. Voor $-T/4 < t_1 < T/4$ neemt v toe met t_1, dus later uit B_1 vertrekkende electronen zullen eerder vertrokkene kunnen inhalen. Duidelijk ziet men dit in *fig. 2*. De verticale x-as stelt daarbij de bewegingsrichting der electronen voor. De modulator A_1B_1 is gelegen in het punt $x = 0$. Wij nemen aan, dat met regelmatige tusschenpoozen van $T/12$ electronen zich met gelijke snelheid v_0 van beneden naar het systeem A_1B_1 toe bewegen. In het diagram van fig. 2 is voor ieder electron de afgelegde afstand x als functie van t af te lezen. De helling der lijnen is hierbij een maat voor de electronensnelheid. Zij bedraagt in het benedendeel der figuur 45°, daar langs de verticale as de grootheid x/v_0T en langs de horizontale as de grootheid t/T uitgezet is. De lijnen, die het gedrag der verschillende electronen voorstellen, zijn onderaan dus evenwijdig en bovendien aequidistant. Tengevolge van de snelheidsmodulatie is dit in het bovenste deel der figuur niet meer het geval. Bij het passeeren van het punt $x = 0$ zullen de bedoelde lijnen namelijk een knik vertoonen, waarvan de grootte en de richting bepaald zijn door de modulatiediepte α en door het tijdstip t_1. (Voor een bepaalde lijn is t_1 de abscis van het snijpunt met de t-as; t_1 is dus de tijd, waarop het electron, dat zich ten tijde t ter plaatse x bevindt, de modulator ($x = 0$) heeft verlaten.) Tengevolge van de moduleerende spanning zullen deze knikken in het deel der figuur boven de rechte lijn $x = 0$ een patroon doen ontstaan, waarbij snijpunten der meergenoemde lijnen voorkomen, hetgeen beteekent, dat de electronen elkaar inhalen. De gedaante van dit patroon is afhankelijk van de waarde der modulatiediepte α. In *fig. 2* is hiervoor de waarde $\alpha = 0{,}2$ gekozen.

Wij kunnen nu het lot van een bepaalde groep electronen op hun weg door de buis nagaan. Daartoe trekken wij bijvoorbeeld bij $t = -\frac{1}{2}T$ een verticale lijn en snijden die met de 45°-lijn door de oorsprong en met de 12 naburige lijnen. De

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

ordinaten der snijpunten, die in de figuur door stippen zijn aangegeven, stellen de plaatsen van 13 aequidistante electronen voor, die op het tijdstip $t = -T/2$ de modulator nog niet hebben bereikt. Om nu te zien, wat er op latere tijdstippen $t = 0$, $T/2$, T enz. met deze groep electronen gebeurt, moeten wij de geknikte lijnen snijden met de bij die tijdstippen behoorende verticale lijnen. Ook deze punten zijn in de figuur aangegeven, en het is duidelijk te zien, hoe in het midden van de groep geleidelijk een verdichting ontstaat.

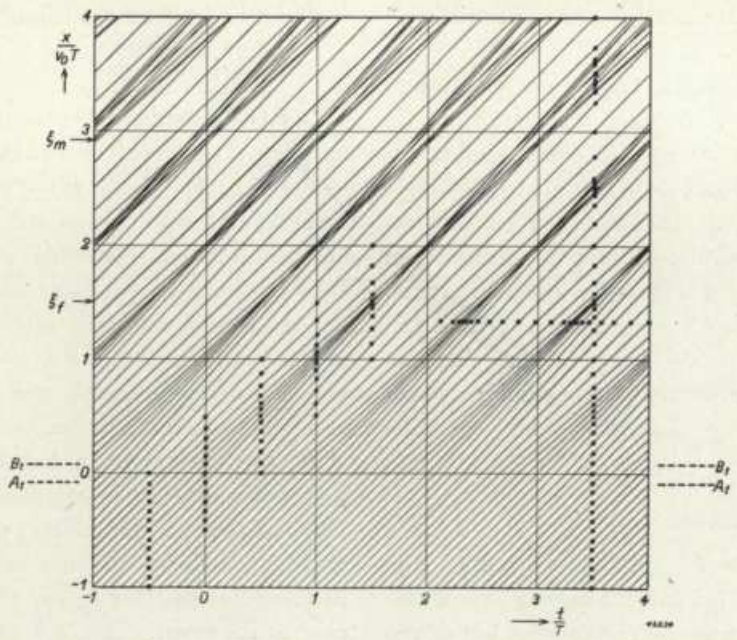

Fig. 2. Afstand-tijd-diagram voor electronen, die met regelmatige tijdsintervallen $T/12$ de roosters A_1B_1 van fig. 1 passeeren. Uitgezet zijn de grootheden x/v_0T en t/T. Ieder der getrokken schuine lijnen stelt het verloop van x als functie van t voor één bepaald electron voor. De knik, welke de lijnen bij $x = 0$ vertoonen, is bepaald door de modulatiediepte a, waarvoor hier de waarde 0,2 gekozen is. Men ziet hoe in de electronenbundel verdichtingen en verdunningen ontstaan. Bij ξ_f (focus) wordt de stroom voor het eerst oneindig; bij ξ_m (maximumvlak) is de eerste Fourier-component van de wisselstroom maximaal.

Deze verdichting concentreert zich om het electron, dat de modulator ten tijde $t = 0$ passeert en waarvan de snelheid v_0 dus onveranderd blijft. De verdichting plant zich dus eveneens met deze snelheid v_0 door de buis voort. Zij neemt daarbij in sterkte toe en bereikt ongeveer bij $t = 1^1/_2\, T$ een maximum, terwijl voor $t > 1^1/_2\, T$ de volgorde van enkele electronen verwisseld blijkt te zijn.

Op soortgelijke wijze kan men zich interesseeren voor een doorsnede van het lijnennet van fig. 2 met een horizontale lijn, bijv. de lijn $x/v_0T = 1$. Deze geeft ons inlichtingen over hetgeen in een bepaald punt van de buis in verloop van de tijd te zien is. De snijpunten van de gekozen horizontale lijn met de schuine lijnen stellen de tijdstippen voor, waarop de verschillende electronen het beoogde punt passeeren. Het is duidelijk, dat, naarmate de snijpunten op de horizontale lijn dichter bijeenliggen, de stroomsterkte op het bijbehoorende tijdstip grooter zal zijn. Wij lezen uit de figuur zonder veel moeite af, dat voor een bepaalde waarde van x de stroomsterkte een zuiver periodieke functie is van de tijd, maar dat voor verschillende waarden van x de gedaante van deze periodieke functie verschillend is.

Het model van *fig. 3* laat ons de gedaante van deze periodieke functie zien voor een aantal waarden van x/v_0T. (In de figuur is — overeenkomstig de straks in te voeren afkortingen — de grootheid x/v_0T met ξ en de grootheid t/T met τ aangeduid.) Duidelijker nog dan uit fig. 2 blijkt uit fig. 3, hoe een verdichting die zich bijv. ten tijde $t = 0$ bij $x = 0$ begint te vormen, zich in de richting van toenemende x door de buis voortplant en daarbij in sterkte aangroeit. De afstand-tijdlijn van de stroomverdichting maakt een hoek van 45° met de horizontale assen, hetgeen in verband met de gekozen schalen beteekent, dat de verdichting zich met een snelheid v_0 door de buis beweegt, zooals boven reeds werd opgemerkt.

In *fig. 4* is een momentopname van de stroom door de buis weergegeven (doorsnede van het oppervlak van fig. 3 voor $\tau = 1{,}52$, het oogenblik,

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarop de stroom voor het eerst oneindig wordt.) Men ziet hieruit, hoe de centra van de stroomverdichtingen zich op een onderlinge afstand ongeveer gelijk aan $\lambda_i = v_0 T$ van elkaar bevinden, die men de „verdichtingsgolflengte" zou kunnen noemen.

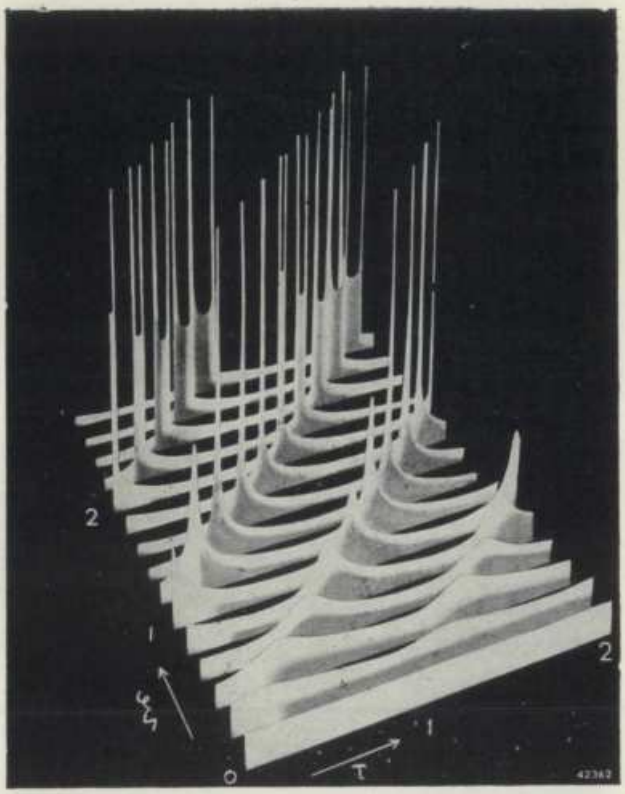

Fig. 3. Het verloop van de stroomsterkte i in een inhaalbuis als functie van de tijd t en de afstand x tot de modulator. Horizontaal zijn uitgezet de waarden van $x/v_0T(=\xi)$ en t/T $(=\tau)$, verticaal de waarde van i/i_0, waarbij i_0 de ongemoduleerde stroom is. De bovenranden der verticaal staande strooken geven dus aan, hoe de stroom op een bepaalde plaats als functie van de tijd verandert. De stroommaxima planten zich met een snelheid v_0 in de lengterichting van de buis (ξ-richting) voort. Zij nemen daarbij eerst in hoogte toe en splitsen zich later in twee pieken, die steeds verder uiteen gaan loopen.

Daar alles zich periodiek met de trillingstijd T herhaalt, zijn de momentopnamen, die een tijd T verschillen, identiek. De verdichtingen loopen dus door de buis als een soort golf met een trillingstijd T, een voortplantingssnelheid v_0 en een golflengte λ_i. De hoogte van de golftop neemt daarbij toe en wordt op een bepaalde plaats oneindig. Daarna splitst de piek zich in twee gedeelten, die steeds verder uit elkaar loopen. We merken nog op, dat de electromagnetische trillingen van dezelfde trillingstijd T een voortplantingssnelheid c en een golflengte $\lambda = cT$ hebben. Voor de onderlinge verhouding van λ_i en λ geldt blijkbaar:

$$\lambda_i/\lambda = v_0/c = 0{,}002\sqrt{V_0}\ (V_0 \text{ in volt}) . \quad (2)$$

In het bovenstaande hebben wij aan de hand van fig. 3 en 4 het verloop van de electronenstroom i besproken als functie van de afstand x tot de modulator en van de tijd t. Wij zullen thans laten zien, hoe men deze functie, dus ook de figuren, kan berekenen. Vervolgens zullen wij de berekeningen specialiseeren voor het practisch belangrijke geval, waarin de inhaalbuis met de grondfrequentie ω trilt en de modulatiediepte a klein is ($a \ll 1$). De resultaten van deze berekeningen zullen ons in staat stellen, om de theorie van de inhaalbuis als versterker en als oscillator te bespreken en aan een experimenteel voorbeeld nader toe te lichten.

Berekening der stroomvariaties

Voor de berekening van i als functie van x en t is het nuttig, als hulpgrootheid te gebruiken de reeds eerder ingevoerde tijd t_1. Blijkbaar is

$$x = v(t - t_1),$$

waarbij v, de snelheid van het electron, door verg. (1) wordt gegeven. Substitueert men deze waarde van v in bovenstaande vergelijking, dan vindt men voor het verband tusschen t_1, t en x:

$$t = t_1 + x/v = t_1 + x/v_0\sqrt{1 + a\sin\omega t_1}. \quad (3)$$

Deze laatste vergelijking en de nog volgende vergelijkingen kunnen eenvoudiger worden geschreven, wanneer men als variabelen, in plaats van de afstand x en de tijd t, de in fig. 2, 3 en 4 reeds gebruikte, dimensielooze grootheden

$$\xi = x/v_0T \text{ en } \tau = t/T . . . . . \quad (4)$$

invoert. Krachtens (2) geldt dan:

$$\xi = x/v_0T = x/\lambda_i = 500\,x/\lambda\sqrt{V_0}. \ (V_0 \text{ in volt}) \quad (5)$$

De grootheid ξ heeft een eenvoudige physische beteekenis. Daar de afstand tusschen de centra van twee stroomverdichtingen, volgens fig. 4, λ_i bedraagt, stelt $\xi = x/\lambda_i$, voor het geval ξ een geheel getal is, het aantal verdichtingen of pakketten voor, dat zich binnen de afstand x bevindt. Met een

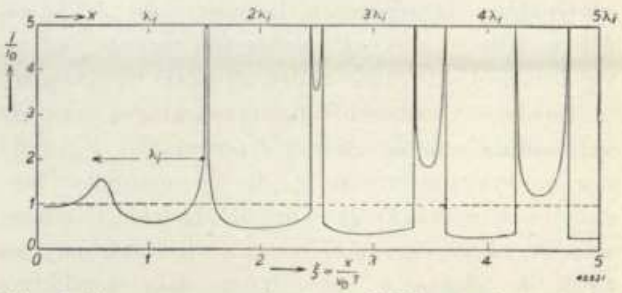

Fig. 4. Momentopname (voor $\tau = 1{,}52$) van het stroomverloop in de buis als functie van de afstand x tot de modulator. De centra der stroomverdichtingen hebben een onderlinge afstand, ongeveer gelijk aan $\lambda_i = v_0T$, en planten zich door de buis voort als een golf met golflengte λ_i, snelheid v_0 en trillingstijd T.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voor de hand liggende uitbreiding kan men nu ξ, ook wanneer het geen geheel getal is, het „aantal pakketten" op de afstand x blijven noemen; we spreken dan bijv. van $^3/_4$ pakketten binnen de afstand x, wanneer de afstand tusschen twee pakketten $^4/_3$ x bedraagt.

Met behulp van de nieuwe variabelen ξ en τ kan verg. (3) als volgt worden geschreven:

$$\tau = \tau_1 + \xi/\sqrt{1 + a \sin 2\pi\tau_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Dit verband tusschen de gereduceerde tijden van aankomst (τ) en vertrek (τ_1) wordt in *fig. 5* voor een aantal waarden van de gereduceerde afstand ξ weergegeven (daarbij is $a = 0{,}2$ aangenomen). Men ziet in de figuur, dat voor voldoend groote ξ,

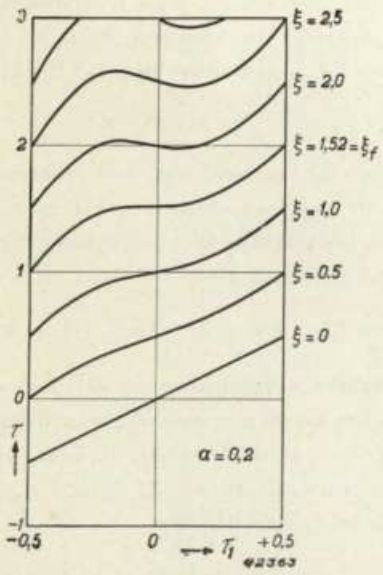

Fig. 5. Gereduceerde aankomsttijd τ van electronen, die een gereduceerde afstand ξ doorloopen hebben, als functie van de gereduceerde vertrektijd τ_1. De schaal voor τ_1 is tweemaal zoo groot genomen als die voor τ. Modulatiediepte $a = 0{,}2$. Bij $\xi_f = 1{,}52$ wordt $d\tau_1/d\tau = i/i_0$ voor het eerst oneindig („focus").

nl. $\xi > \xi_f$, bij één waarde van τ drie waarden van τ_1 behooren, dwz. op één bepaald tijdstip τ passeeren de beschouwde plaats ξ electronen, die op drie verschillende tijdstippen τ_1 van de modulator zijn vertrokken. Daarentegen behoort voor $\xi \leqq \xi_f$ bij één waarde van τ ook slechts één waarde van τ_1. Op de beteekenis van ξ_f zullen wij straks terugkomen.

Na deze voorbereidende opmerkingen kan de verhouding van de stroom i ter plaatse x tot de ongemoduleerde stroom i_0, die de modulator binnentreedt, gemakkelijk worden afgeleid. Beschouwen wij nl. een groep electronen, die tusschen t en $t+dt$ de plaats x passeert en daar aanleiding geeft tot de stroomsterkte i, dwz. een lading $i\,|dt|$ heeft. Is $x \leqq v_0 T\,\xi_f$, dan wordt de beschouwde groep uitsluitend uit electronen gevormd, die alle in éénzelfde tijdsinterval $(t_1, t_1 + dt_1)$ de modulator hebben verlaten en daar de lading $i_0\,|dt_1|$ hadden. Daar er onderweg geen electronen verloren zijn gegaan, geldt:

$$i\,|dt| = i_0\,|dt_1| \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Is daarentegen $x > v_0 T \xi_f$, dan is de beschouwde groep electronen in werkelijkheid de som van verscheidene groepen, in het geval van fig. 5 van drie groepen, die in drie verschillende tijdsintervallen $(t_1^{(1)}, t_1^{(1)}+dt_1^{(1)})$, $(t_1^{(2)}, t_1^{(2)}+dt_1^{(2)})$ en $(t_1^{(3)}, t_1^{(3)}+dt_1^{(3)})$ van de modulator zijn vertrokken. Verg. (7) moet dienovereenkomstig worden vervangen door

$$i\,|dt| = i_0 \sum_{k=1}^{3} |dt_1^{(k)}| \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Wij voeren nu weer de gereduceerde variabelen (4) in. Bovendien willen wij, om niet telkens tusschen de gevallen (7) en (8) te moeten onderscheiden, beide gevallen kort in één vergelijking

$$i\,|d\tau| = i_0 \sum |d\tau_1| \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

samenvatten, met dien verstande, dat hier en in de hieruit volgende vergelijkingen het somteeken kan worden weggelaten, wanneer $\xi < \xi_f$.

Uit (9) volgt direct:

$$i = i_0 \sum \frac{1}{|d\tau/d\tau_1|} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Substitueert men hier de waarde van $d\tau/d\tau_1$, die uit (6) gemakkelijk te berekenen is, dan is het resultaat:

$$i/i_0 = \sum \frac{1}{|1 - \pi a \xi\,(1 + a \sin 2\pi\,\tau_1)^{-3/2} \cos 2\pi\,\tau_1|} \quad . \quad (11)$$

Verg. (11) geeft i/i_0 als functie van τ_1, wij wenschen daarentegen i/i_0 te kennen als functie van τ en moeten daartoe τ_1 uit (11) en (6) elimineeren, wat echter expliciet niet mogelijk is. De figuren 3 en 4 zijn berekend door bij elkaar behoorende waarden van i/i_0 en τ, voor een aantal waarden van τ_1 of ξ, uit (6) en (11) te bepalen.

De figuren 2-5 zijn ook direct af te leiden uit het in *fig. 6* afgebeelde oppervlak, dat τ als functie van τ_1 èn ξ volgens verg. (6) voorstelt. Terwille van de duidelijkheid is daarbij $a = 0{,}4$ genomen. De doorsneden loodrecht op de τ_1-as zijn rechte lijnen, die voldoen aan (6). Projecteert men deze rechte lijnen op het τ-ξ vlak, dan krijgt men fig. 2, terwijl fig. 3 ontstaat, wanneer men uit fig. 6 de afgeleide $d\tau_1/d\tau = i/i_0$ bepaalt en deze als functie van τ en ξ uitzet. Fig. 4 is een doorsnede van fig. 3 voor τ constant, terwijl de krommen in fig. 5 doorsneden van fig. 6 zijn voor ξ constant.

Wij komen thans terug op de beteekenis van de vroeger genoemde, kritische waarde ξ_f van $\xi = x/v_0 T$. Volgens verg. (10) wordt de stroom i ter

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

plaatse x oneindig [5]), telkens wanneer $d\tau/d\tau_1 = 0$, dwz. telkens wanneer de kromme, die in fig. 5 bij $\xi = x/v_0T$ behoort, evenwijdig aan de τ_1-as loopt. Uit de figuur is nu duidelijk, dat voor $\xi<\xi_f$ dit nooit het geval is, voor $\xi=\xi_f$ één keer per periode

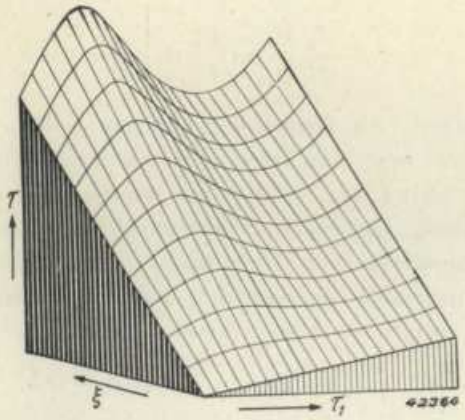

Fig. 6. Het τ-τ_1-ξ-vlak (vgl. fig. 5). De schaal voor τ_1 is vijfmaal zoo groot als die voor τ; $a = 0{,}4$.

en voor $\xi>\xi_f$ twee keer per periode. De kritische waarde ξ_f is dus de kleinste waarde van ξ, waarvoor de stroom oneindig wordt. Voor grootere ξ wordt hij zelfs twee maal per periode oneindig, waarmee de dubbele pieken in fig. 3 en 4 correspondeeren. Voor kleine ξ blijft hij daarentegen steeds eindig en men ziet uit fig. 3, dat er inderdaad voor kleine ξ, dwz. dicht bij de modulator, geen oneindige pieken aanwezig zijn.

De plaats in de buis, waarvoor $\xi = \xi_f$ is, noemt men wel het „focus", omdat daar (in verband met het feit, dat het punt waarvoor $d\tau/d\tau_1 = 0$ is, in dit geval tevens een buigpunt is) de grootste concentratie van electronen ontstaat.

Deze concentreering der electronen vertoont een sterke analogie met de focusseering van lichtstralen door een lens, en is daarom door Brüche en Recknagel [6]) „fase-focusseering" genoemd. In het optische geval worden stralen van oorspronkelijk gelijke richting door een lens in één ruimtelijk punt gefocusseerd, bij de inhaalbuis worden electronen van oorspronkelijk gelijke snelheid door een wisselveld in één tijdpunt (fasepunt) gefocusseerd. Bij de lens zijn de richtingsveranderingen van de stralen afhankelijk van de plaats, waar ze de lens treffen, terwijl bij het wisselveld de snelheidsveranderingen der electronen bepaald worden door de tijd of, met andere woorden, door de fase, waarbij ze het wisselveld binnenkomen. De analogie blijkt ook duidelijk uit fig. 2, waarin de oorspronkelijk evenwijdige afstand-tijd-lijnen (onderaan in de figuur) door het wisselveld gebroken en in een „focus" vereenigd worden. Beschouwt men in fig. 2 de tijdas mede als een afstandsas, dan heeft men het geval van de optische focusseering voor zich.

[5]) De bedoelde stroommaxima blijven eindig in een theorie, die met de ruimtelading rekening houdt.

[6]) E. Brüche en H. Recknagel, Z. Phys. **108**, 459, 1938.

Om nu expliciet ξ_f te berekenen, moet men naar de kleinste waarde van ξ zoeken, waarvoor $d\tau/d\tau_1 = 0$ is, dwz. waarvoor één der noemers in (11) nul wordt. De waarden van ξ, waarvoor dit laatste het geval is, worden gegeven door:

$$\frac{(1 + a \sin 2\pi\tau_1)^{3/2}}{\cos 2\pi\tau_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Het minimum hiervan vindt men door differentiatie naar τ_1. Voor $a \ll 1$ kan men uit (12) afleiden

$$\xi_f = 1/\pi a \text{ (bij } a \ll 1); \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

het buigpunt ligt dan bij $\tau_1 = 0$. Voor grootere a wordt ξ_f kleiner dan $1/\pi a$. In fig. 5, waarin $a = 0{,}2$ is, wordt nog vrij goed aan (13) voldaan met $\xi_f = 1{,}52$ in plaats van $1/0{,}2\pi = 1{,}59$.

Berekening van de grondcomponent der stroomvariaties

Hoewel het, zooals hierboven werd vermeld, niet mogelijk is om voor de stroomvariaties als functie van tijd en plaats een expliciete uitdrukking te vinden, kunnen wij voor de grondfrequentie van de stroom, dus de Fourier-component met de frequentie ω, wel de stroomwaarde berekenen, althans wanneer wij ons tot het zoojuist beschouwde geval

$$a \ll 1$$

beperken.

Deze component is in de practijk gewoonlijk van het meeste belang, omdat de kring, waarin men aan de uitgangszijde van de buis de trillingen te voorschijn wil roepen, is afgestemd op de grondfrequentie en alleen daarvoor een groote impedantie bezit.

Voor $a \ll 1$ kan men (6) en (11) naar machten van a ontwikkelen en met de in a lineaire termen volstaan. Men krijgt dan [7]):

$$2\pi (\tau - \xi) = 2\pi \tau_1 - \pi a \xi \sin 2\pi \tau_1 \quad . \quad . \quad (14)$$

en

$$i/i_0 = \Sigma 1/(1 - \pi a \xi \cos 2\pi \tau_1) \; . \; . \; . \; . \; . \quad (15)$$

In verband met verg. (13) kan het somteeken in (15) voor $\pi a \xi \leqq 1$ worden weggelaten. De grondcomponent van het wisselstroomgedeelte van i blijkt, na eenige berekening, te kunnen worden

[7]) Wanneer men het somteeken in (15) weglaat, zijn dit, voor $\pi a \xi < 1$, de vergelijkingen van een verlengde cycloïde met $2\pi(\tau - \xi)$ en de reciproke waarde van i/i_0, dus i_0/i, als coördinaten en τ_1 als veranderlijke parameter. Voor $\pi a \xi > 1$ krijgt men de vergelijking van een verkorte cycloïde; voor bepaalde waarden van τ wordt dan de grootheid $1/(1 - \pi a \xi \cos 2\pi\tau_1)$ meerwaardig en moet voor de berekening van de stroomsterkte verg. (15), met het somteeken erin, worden gebruikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voorgesteld, zoowel voor $\pi a\xi \leqq 1$ als voor $\pi a\xi > 1$, door [8]):

$$i_2(\xi, \tau) = 2i_0 J_1(\pi a\xi) \cos 2\pi(\tau - \xi). \quad (a \ll 1) \quad (16)$$

Hierin is J_1 de Bessel-functie van de eerste orde. De amplitude I_2 van de grondcomponent heeft op de plaats ξ dus de waarde:

$$I_2(\xi) = 2\, i_0 J_1(\pi a\xi) \ldots\ldots \quad (17)$$

Uit (17) volgt, dat voor $a \ll 1$ de amplitude I_2 van de wisselstroom alleen afhangt van $a\xi$, en niet meer van a alleen, dwz. men houdt bij varieerende a dezelfde waarde van I_2, indien men de afstand, die de electronen doorloopen, omgekeerd evenredig met a verandert. Voor het focus ($\pi a\xi = 1$) is I_2 gelijk aan $2\ i_0\ J_1\ (1) = 0{,}88\ i_0$; de maximale amplitude wordt echter bereikt voor $\pi a\xi = 1{,}84$ en bedraagt $2\ i_0\ J_1(1{,}84) = 1{,}16\ i_0$. Het vlak, waarin dit gebeurt, noemen wij, ter onderscheiding van het focus, het „maximumvlak"; hiervoor geldt:

$$\pi(\xi a)_m = 1{,}84, \ldots\ldots \quad (18a)$$

dus, indien wij a als constant beschouwen:

$$\xi_m = 1{,}84/\pi a. \ldots\ldots \quad (18b)$$

De inhaalbuis als versterker

Alvorens de inhaalbuis als opwekker van trillingen te beschouwen, willen wij eerst haar werking als versterker nagaan. Wij brengen daartoe tusschen de roosters B_1 en A_1 (modulator) een wisselspanning $aV_0 \sin 2\pi\tau$ aan. De energie van de door deze wisselspanning gemoduleerde electronenbundel wordt afgegeven aan een tusschen A_2 en B_2 (inductor) geschakelde op ω afgestemde trillingskring met de impedantie Z. Wij willen nu onderstellen, dat de afstand d_2 tusschen A_2 en B_2 te verwaarloozen is ten opzichte van de verdichtingsgolflengte λ_i of, met andere woorden, dat de verhouding d_2/λ_i oneindig klein is. Dan is de wisselstroom, die van B_2 door de impedantie Z naar A_2 loopt, juist gelijk aan de in (16) vermelde waarde i_2 van de grondcomponent van de stroom door de buis met de amplitude I_2 [9]). Is V_2 de amplitude van de wisselspanning tusschen B_2 en A_2 en is de impedantie voor de hoogere harmonische trillingen ten opzichte van Z te verwaarloozen, dan geldt: $V_2 = I_2\, Z$ en de totale trillingsenergie, die per seconde door de uitgangskring loopt, is $\frac{1}{2} I_2 V_2$. Verstaan wij verder onder het rendement η de verhouding van deze totale oscillatie-energie tot de aan de electronen afgegeven gelijkstroomenergie $i_0 V_0$, dan wordt volgens (17):

$$\eta = \frac{I_2 V_2}{2 i_0 V_0} = \frac{V_2}{V_0} J_1(\pi a\xi) \ldots \quad (19)$$

Teneinde dit rendement zijn maximale waarde te geven, moet aan twee voorwaarden worden voldaan, nl.: $I_2/2i_0$ of $J_1(\pi a\xi)$ maximaal en V_2/V_0 maximaal. De eerste voorwaarde zegt, dat het maximumvlak zich ter plaatse van de inductor moet bevinden; de daarbij behoorende waarde ξ_m van ξ volgt uit (18*b*), terwijl:

$$I_2/2i_0 = J_1(\pi a\xi_m) = J_1(1{,}84) = 0{,}58. \quad (20)$$

Wat de tweede voorwaarde betreft, kan worden opgemerkt, dat voor $V_2 > V_0$ electronen zullen worden teruggeworpen, vóórdat zij de inductor bereiken. Wij nemen dus aan, dat V_2 hoogstens gelijk aan V_0 kan worden. Dan volgt uit (19):

$$\eta_{\max} = 0{,}58 \ldots\ldots \quad (21)$$

De versterkingsfactor, die blijkbaar door V_2/aV_0 wordt gegeven, is dus in het geval van maximaal rendement gelijk aan het reciproke $1/a$ van de modulatiediepte.

De voorwaarden, waaraan i_0, V_0 en Z bij gegeven waarden van de modulatiediepte a en de lengte d der inhaalruimte moeten voldoen om dit maximale rendement te verkrijgen, volgen uit (5) en de betrekking $V_2 = V_0$. Volgens (5) geldt nl.:

$$\sqrt{V_0} = 500\, x/\lambda\xi \quad (V_0 \text{ in volt}), \quad (22)$$

dus, uit hoofde van (18*b*):

$$\sqrt{V_0} = 855\, ad/\lambda \ (V_0 \text{ in volt}) \ldots \quad (23)$$

Verder moet Z voor het verwezenlijken van $\eta_{\max}$ een waarde Z_m hebben, die voldoet aan: $V_2 = 1{,}16\, i_0 Z_m = V_0$, dus: $Z_m = V_0/1{,}16\, i_0$.

Noemen wij V_0/i_0 de „buisweerstand" Z_b en duiden wij de verhouding van uitwendige weerstand Z tot buisweerstand Z_b met ϱ aan, dan geldt:

$$\varrho = Z/Z_b = Z\, i_0/V_0 \ldots\ldots \quad (24)$$

$$\varrho_m = Z_m/Z_b = 1/1{,}16 = 0{,}86 \ldots \quad (25)$$

Bij een modulatiediepte a wordt dus theoretisch het maximale rendement van 58% verkregen bij: $\sqrt{V_0} = 855\ ad/\lambda$ en $\varrho = \varrho_m = 0{,}86$.

De inhaalbuis als oscillator

Om de inhaalbuis als oscillator te laten werken,

[8]) Vergelijking (14) is identiek met de vergelijking van Kepler voor de planetenbeweging. Hieruit werd door Bessel τ_1 als functie van τ opgelost met behulp van de later naar hem genoemde functies. De oplossing van $d\tau_1/d\tau = i/i_0$ als functie van τ leidt tot (16).

[9]) Zie bijv.: C. J. Bakker en G. de Vries, Physica 2, 683, 1935, waar ook het geval van eindige $\delta = d_2/\lambda_i$ is behandeld. Hiervoor wordt de amplitude:

$$2\, i_0 \frac{\sin \pi\delta}{\pi\delta} J_1(\pi a\xi).$$

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

moet een terugkoppeling van de inductor naar de modulator aanwezig zijn. Evenals bij triode-oscillaties het geval is, moet deze terugkoppeling minstens een bepaalde waarde hebben om het optreden van trillingen mogelijk te maken. De „terugkoppelvoorwaarde" kan na het voorafgaande gemakkelijk worden aangegeven.

Indien nl. in de modulator tusschen B_1 en A_1 een wisselspanning $V_1 \sin 2\pi\tau$ wordt aangebracht, treedt in de impedantie van de inductor een wisselstroom op, waarvan de grondcomponent i_2 wordt bepaald door (16), zoodat voor de spanning over de impedantie Z tusschen B_2 en A_2 geldt:

$$-i_2 Z = -2\, i_0 Z\, J_1(\pi a\xi) \cos 2\pi(\tau-\xi) = \\ = -V_2 \cos 2\pi(\tau-\xi)\,. \quad (26)$$

De amplitude van deze wisselspanning bedraagt dus:

$$V_2 = 2 i_0\, Z\, J_1(\pi a\xi)\,. \quad (27)$$

Wenscht men oscillaties te onderhouden, dan moet een gedeelte KV_2 van V_2, waarbij K de terugkoppelfactor is, naar A_1B_1 worden teruggevoerd en daar in amplitude en fase gelijk zijn aan V_1. Op de fase-voorwaarde komen wij nader terug. De amplitude-voorwaarde wordt blijkbaar:

$$KV_2 = V_1 = aV_0, \quad (28)$$

of, in verband met (27) en (24):

$$K \cdot 2 i_0 Z\, J_1(\pi a\xi) = aV_0,$$

zoodat:

$$K = a/2\varrho J_1(\pi a\xi)\,. \quad (29)$$

Bij het begin der oscillaties, waarbij a practisch gelijk aan nul is, moet K een waarde $K_{\min}$ hebben, die volgens (29) voldoet aan:

$$K_{\min} = 1/\pi\varrho\xi, \quad (30)$$

want voor $a \ll 1$ is $2\, J_1(\pi a\xi) = \pi a\xi$.

Neemt men $K > K_{\min}$, dan neemt de amplitude der oscillaties toe; de waarde van de modulatiediepte a in de modulator volgt dan uit (29).

Het rendement wordt weer bepaald door (19), waarvoor men, met de uit (28) volgende betrekking $V_2/V_0 = a/K$, ook kan schrijven:

$$\eta = \frac{I_2}{2 i_0}\frac{V_2}{V_0} = \frac{a}{K} J_1(\pi a\xi)\,. \quad (31)$$

Evenals bij de versterker is η maximaal, wanneer $I_2/2\, i_0$ en V_2/V_0 of a/K maximaal zijn. Dit laatste is weer het geval voor $V_2 = V_0$ of $a = K$. Hiermede gaan de voorwaarden (18a) en (25) voor het maximale rendement over in:

$$\left.\begin{aligned} \pi(\xi K)_m &= 1{,}84 \quad (32)\\ \varrho_m &= 0{,}86 \quad (33)\end{aligned}\right\} \eta_{\max} = 0{,}58.$$

De vergelijkingen (29) en (31) leiden echter niet alleen tot de voorwaarden voor $\eta_{\max}$, maar geven ook het rendement voor een willekeurig ander geval, in afhankelijkheid van de twee karakteristieke grootheden ϱ en ξK. Dit ziet men nog duidelijker, indien (29) en (31) worden geschreven in de vorm:

$$\varrho\xi K = a\xi/2J_1(\pi a\xi)\,. \quad (34)$$

$$\eta\xi K = a\xi J_1(\pi a\xi)\,. \quad (35)$$

Uit vergelijking (34) volgt, bij gegeven ϱ en ξK, de waarde van $a\xi$, terwijl substitutie hiervan in (35) het rendement geeft. Men kan ook, als functie van $a\xi$, zoowel $\varrho\xi K$ als $\eta\xi K$ volgens (34) en (35) berekenen en dan in één kromme $\eta\xi K$ als functie van $\varrho\xi K$ weergeven.

In *fig. 7* is η als functie van ξK uitgezet met ϱ als parameter. Bij een constante waarde van ϱ wordt het maximum van η bereikt als de inductor in het maximumvlak ligt. Voor $\varrho = 0{,}86$ bereikt dit maximum zijn optimale waarde van 58%. Voor $\varrho > 0{,}86$ zijn alleen die gedeelten der krommen geteekend, waarvoor $V_2 < V_0$, dus $a < K$ is, daar bij $V_2 > V_0$ electronen zouden worden gereflecteerd. Uit de figuur ziet men, dat voor deze waarden van ϱ het rendement steeds $< 58\%$ blijft. Men kan fig. 7 ook als volgt interpreteeren: voor $\varrho < 0{,}86$ kan de stroom door de buis geheel worden uitgestuurd door $\pi a\xi = 1{,}84$ te nemen; de impedantie is hierbij echter nog te klein om ook de spanning tot haar maximale waarde ($V_2 = V_0$) uit te kunnen sturen. Dit laatste gebeurt pas bij $\varrho = 0{,}86$. Voor $\varrho > 0{,}86$ daarentegen is de impedantie zoo groot, dat de spanning geheel kan worden uitgestuurd; dit heeft bij constante ϱ plaats voor twee verschillende waarden van ξK, resp. $a\xi$ (in de figuur de punten, waar de krommen eindigen). Voor deze waarden van ϱ is

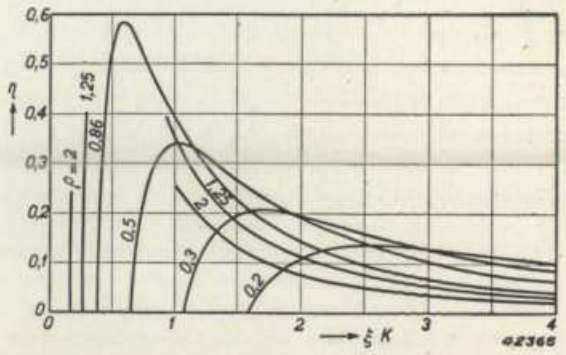

Fig. 7. Theoretische waarde van het rendement η van een inhaalbuis als functie van ξK bij constante ϱ; K = terugkoppelfactor, ξ = aantal pakketten tusschen de modulator en de inductor, ϱ = verhouding van uitwendige impedantie Z tot buisweerstand V_0/i_0. Het theoretische, optimale rendement van 58% wordt bereikt in het maximum der kromme voor $\varrho = 0{,}86$.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

nu echter de stroom bij de inductor weer niet geheel uitgestuurd, zoodat $\eta<58\%$ blijft.

Blijkens (35) liggen de maxima van η voor $\varrho<0{,}86$ (stroom maximaal uitgestuurd) in fig. 7 op de gelijkzijdige hyperbool $\pi\eta\xi K = 1{,}84\ J_1(1{,}84)$. Voor $\varrho>0{,}86$ eindigen de krommen in de punten, waarvoor $V_2 = V_0$ (spanning maximaal uitgestuurd) of $a = K$; deze punten liggen blijkens (35) op de kromme $\eta = J_1(\pi\xi K)$ en voldoen volgens (34) tevens aan de betrekking $2\varrho\ J_1(\pi\xi K) = 2\varrho\eta = 1$.

In het bovenstaande is nog geen gebruik gemaakt van de fasevoorwaarde der terugkoppeling. Volgens (26) is de spanning tusschen B_2 en A_2:

$$-V_2 \cos 2\pi(\tau-\xi) = V_2 \sin 2\pi(\tau-\xi-{}^1/_4), \quad (36)$$

terwijl die tusschen B_1 en A_1 gelijk aan

$$V_1 \sin 2\pi\tau$$

was genomen. Voor het faseverschil Φ tusschen de beide spanningen geldt dus:

$$\Phi = (\xi + {}^1/_4)\, 2\pi.$$

Door de terugkoppelleiding wordt de fase bij de terugkoppeling over een hoek φ gedraaid. De fasevoorwaarde der terugkoppeling luidt nu blijkbaar:

$$\Phi + \varphi = (\xi + {}^1/_4)\, 2\pi + \varphi = n \cdot 2\pi \ (n \text{ geheel}),$$
$$\xi = n - {}^1/_4 - \varphi/2\pi \ . \ . \ . \ . \quad (37)$$

Verder hangt V_0 volgens (22) samen met ξ, zoodat tenslotte de waarde van V_0 wordt bepaald door:

$$\sqrt{V_0} = 500\, d/\lambda\, (n - {}^1/_4 - \varphi/2\pi)\,. \ (V_0 \text{ in volt}) \quad (38)$$

Wanneer door het oscillatorsysteem (modulatorkring, inductorkring en terugkoppelleiding) de waarden van φ, d, λ, K en Z worden bepaald, kan men de waarden van V_0 en i_0 nog kiezen. Voor het opwekken van trillingen moet ξ aan (37) voldoen. Hierdoor worden enkele discrete waarden van ξ vastgelegd, dus in verband met (37) ook van V_0. De waarde van i_0 kan dan nog willekeurig worden gekozen. Deze bepaalt $\varrho = i_0 Z/V_0$. Het rendement, dat een functie is van ϱ en ξK, volgt dan uit fig. 7.

Wij hebben het rendement η gedefinieerd als de verhouding van de totale oscillatie-energie tot de aan de electronen afgegeven energie $i_0 V_0$. Voor de practijk is van meer belang het „antenne-rendement" η_a, waaronder wij willen verstaan het quotient van het antenne-vermogen en $i_0 V_0$. Blijkbaar is $\eta = \eta_a + \eta_s$, waarin η_s betrekking heeft op het oscillatorsysteem.

Indien nu de van A_2B_2 uit (fig. 1) waargenomen impedanties Z_a en Z_s van de antenne resp. het oscillatorsysteem bekend zijn, geldt voor de totale impedantie Z de betrekking: $1/Z = 1/Z_a + 1/Z_s$; ϱ is dan bekend en uit fig. 7 kan η, en na eenige berekening ook η_a worden afgeleid.

Bij inhaalbuizen is η_a dikwijls aanmerkelijk kleiner dan η, daar Z_s niet groot genoeg kan worden genomen. Meestal wordt hier gewerkt met hooge spanningen en stroomen, waardoor V_0/i_0 hoog en ϱ laag wordt. Als voorbeeld kiezen wij $V_0 = 5$ kV, $i_0 = 50$ mA en $\xi K = 1$. Dan is $Z_b = 100\,000\ \Omega$. Voor het optreden van oscillaties moet volgens (30) $\varrho\xi K$ minstens gelijk aan $1/\pi$ zijn, dus ϱ minstens $1/\pi$ en Z minstens $32\,000\ \Omega$. Is nu Z_s maar weinig grooter dan dit bedrag, dan moet Z_a zeer groot worden genomen, daar anders de totale Z te klein wordt en de oscillaties ophouden. De antenne kan dan slechts weinig energie opnemen en η_a zal veel kleiner zijn dan de uit fig. 7 volgende waarde van η zonder antenne (η_0). Zoo wordt bijv. voor $Z_s = 40\,000\ \Omega$, voor het geval zonder antenne, $\eta_0 = 0{,}22$, terwijl met antenne de hoogst bereikbare waarde voor η_a slechts 0,01 is. Met toenemende Z_s wordt de verhouding η_a/η_0 gunstiger; voor $Z_s = 100\,000\ \Omega$, dus $\varrho = 1$, komen wij tot $\eta_0 = 0{,}38$ (zonder antenne) en $\eta_a = 0{,}17$ maximaal. Voor $Z_s = \infty$ kan men de geheele energie in de antenne concentreeren.

Tenslotte zij nog opgemerkt, dat men bij vergelijken van de experimenteele resultaten met de uitkomsten der boven gegeven theorie geen nauwkeurige overeenstemming kan verwachten, daar de theorie is afgeleid met de volgende vereenvoudigende onderstellingen:

1) de ruimtelading is te verwaarloozen;
2) de modulatiediepte is klein ($a \ll 1$);
3) de roosters zijn voor electronen volkomen doorlatend;
4) de electronen bewegen zich steeds parallel aan de as;
5) de roosterafstanden zijn oneindig klein.

Wat punt 4) betreft, merken wij nog op, dat het veld bij gebruik van spleten zonder roosters (zie hieronder) sterk inhomogeen is en bovendien het magneetveld, dat de electronenbundel bij elkaar houdt, de electronen spiraalvormige banen doet beschrijven. Hierdoor kunnen de maxima langs de electronenstraal worden vervlakt.

Experimenteel voorbeeld

Ter toelichting van de bovenstaande beschouwingen behandelen wij een experimenteel geval, dat weliswaar slechts een klein rendement oplevert, maar waarbij de verschillende karakteristieke grootheden gemakkelijk zijn te bepalen. De opstelling is in *fig. 8* weergegeven. De electronenstraal loopt hier in een buis, die ter verkleining van de diëlectrische verliezen in kwarts is uitgevoerd. Met behulp van een (niet in de figuur aangegeven) spoel wordt de electronenbundel langs de as van de buis geconcentreerd. Het oscillatiesysteem, ter verduidelijking doorgezaagd afgebeeld, bestaat uit een buiten om de kwartsbuis coaxiaal aangebracht Lecher-systeem van koper; de binnen- en buitencylinder worden door twee isoleerende schijven op de juiste afstand van elkaar gehouden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

In de kwartsbuis zelf zijn geenerlei roosters voor het veranderen der electronensnelheden aangebracht, de straal wordt uitsluitend door uitwendige electroden beïnvloed. In de linkerspleet wordt de electronensnelheid gemoduleerd, in de binnencylinder wordt de snelheidsmodulatie omgezet in een dichtheidsmodulatie en deze dichtheidsmodulatie induceert dan weer een wisselveld in de rechterspleet. Dientengevolge trilt het geheele systeem zoodanig, dat er bij de spleten spanningsbuiken ontstaan, terwijl de lengte van de binnencylinder bijv. ongeveer $^1/_2\ \lambda$ is. De energie kan worden afgenomen door een lus, die naar binnen wordt gebracht door een spleet, welke midden in de bovenkant van de buitenste cylinder is te zien.

In plaats van de roosters A_1B_1 en A_2B_2 van fig. 1 komen hier de spleten S_1T_1 en S_2T_2 (*fig. 9*). De impedantie Z tusschen S_2 en T_2 is ongeveer gelijk aan de impedantie tusschen S_2 en U_2 van het open $^1/_2\lambda$-systeem $T_1U_1U_2S_2$ en kan worden berekend met behulp van de formule [10]):

$$Z = \frac{240}{\pi\delta}\,\frac{R_1R_2}{R_1+R_2}\left(\ln\frac{R_2}{R_1}\right)^2,$$

waarin R_2 = straal buitenste cylinder = 3 cm, R_1 = straal binnenste cylinder = 0,95 cm en δ = indringdiepte van het huideffect = $4\cdot10^{-5}\sqrt{\lambda}$ (koper). Met λ = 35 cm geeft dit in het onderhavige geval ongeveer:

$$Z = 3\cdot10^5\ \Omega.$$

Het binnenste van de cylinder T_1S_2 (lengte d = 15 cm) doet hier dienst als inhaalruimte, terwijl de buitenzijde als terugkoppelleiding van ongeveer $^1/_2\ \lambda$ lengte fungeert. Daar T_1 en S_2 in tegenfase zijn, is de hoek φ, waarover de fase bij de terugkoppeling wordt gedraaid, nul, zoodat volgens (37) het aantal pakketten in de lengte d wordt:

$$\xi = n - {}^1/_4.$$

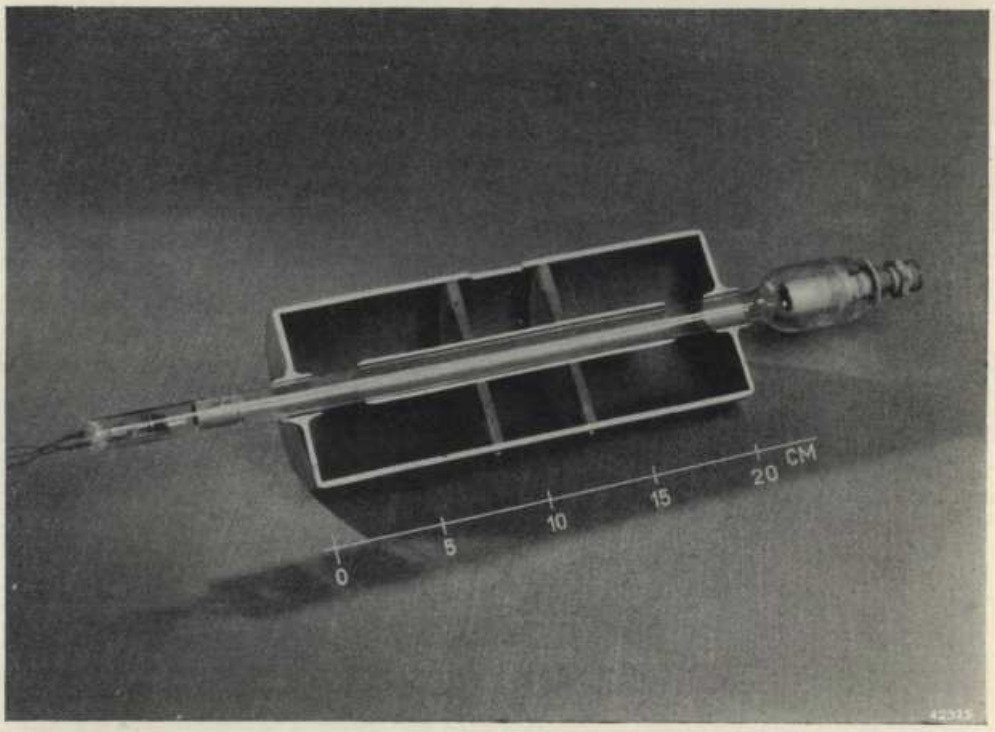

Fig. 8. Uitwendig oscillatorsysteem, bestaande uit twee coaxiale cylinders (doorgesneden weergegeven) met twee spleten. De trillingen worden opgewekt door de electronenstraal in een kwartsbuis, die volgens de as in het oscillatorsysteem is geschoven. Het geheel wordt geplaatst in een coaxiaal magneetveld.

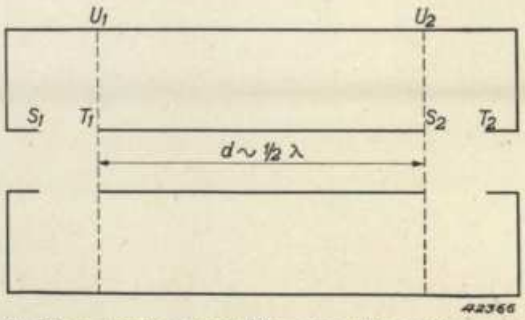

Fig. 9. Schematische voorstelling van het oscillatorsysteem uit fig. 8. Het systeem trilt ongeveer op dezelfde wijze als het open Lecher-systeem $T_1U_1U_2S_2$ met een lengte van $^1/_2\ \lambda$. De buitenkant van de cylinder T_1S_2, waarbinnen de inhaalruimte zich bevindt, doet als terugkoppelleiding dienst met $K = 1$.

[10]) Zie: C. G. A. von Lindern en G. de Vries, Lechersystemen, Philips techn. T. 6, 241, 1941.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Hierdoor ligt volgens (38) de buisspanning V_0 vast:

$$\sqrt{V_0} \approx 250/(n-1/4),\ (V_0 \text{ in volt}) \quad . \quad (39)$$

daar hier $d \approx 1/2\lambda$. Voor de terugkoppelfactor K geldt:

$$K = 1.$$

De buis oscilleert bij $V_0 = 5000$ volt, waarvoor volgens (39) n ongeveer gelijk is aan 4, zoodat zich $3^3/_4$ pakketten binnen de inhaalruimte bevinden [11]).

Volgens (30) beginnen de oscillaties bij $\varrho\xi K = 1/\pi$. De spleetwijdte is hier echter niet oneindig klein, waardoor de minimum waarde van $\varrho\xi K$ grooter wordt (vgl. noot [9])). Brengt men dit in rekening, dan vindt men met $\xi = 3^3/_4$, $V_0 = 5000$ volt en $Z = 3 \cdot 10^5\ \Omega$ voor de stroom, waarbij de oscillaties beginnen, 2 mA. De experimenteele waarde was $3^1/_2$ mA.

In plaats van het oscillatorsysteem uitwendig aan te brengen, kan men het ook een onderdeel van de buis zelf laten zijn. Op deze manier kan men trillingen van aanzienlijk hoogere frequenties opwekken.

Het is duidelijk, dat men bij het systeem van fig. 8 slechts een klein rendement kan verwachten, daar immers volgens fig. 7 bij $\xi \approx 4$ en $K = 1$, dus $\xi K = 4$, het totale oscillatie-rendement η hoogstens ongeveer 10% is, waarvan dan nog slechts een gedeelte aan de antenne ten goede komt. Experimenteel kon in het geval van fig. 8 een vermogen van 8 watt in een gloeilamp worden verwezenlijkt, hetgeen overeenkomt met $\eta_a = 3\%$. Bij het beoordeelen van dit resultaat dient men rekening te houden met de in de theorie aangebrachte vereenvoudigingen (zie boven).

Om het theoretische, maximale rendement van 58% te krijgen, zou men volgens (32) $\pi\xi K = 1{,}84$ moeten nemen. Anderzijds moet voor $K = 1$, $\xi = n - 1/4$ (n geheel) worden genomen; de gunstigste waarde voor ξ is dus $3/_4$. Dit leidt echter in verband met (39) tot een onbruikbare waarde voor V_0 (>100 000 volt). Voor het bereiken van hooge rendementen moet men dus de oscillatorsystemen anders inrichten, waarop wij thans echter niet verder ingaan.

[11]) Bij een uitwendig oscillatorsysteem kunnen afwijkingen van verg. (39) optreden, daar tengevolge van wandladingen de energie der electronen niet behoeft te beantwoorden aan de anodespanning V_0.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!